

**RESONANZKEGEL
IN
NICHTTHERMISCHEN PLASMEN**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Gerd Oelerich-Hill
aus Bottrop

Bochum 1987



**RESONANZKEGEL
IN
NICHTTHERMISCHEN PLASMEN**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Gerd Oelerich-Hill

aus Bottrop

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 5.6.1987
Tag der mündlichen Prüfung: 3.7.1987
Referent: Prof. Dr. H. Schlüter
Koreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Theoretischer Hintergrund</u>	3
2.1 Potentialverteilung einer Punktladung	3
2.2 Resonanzkegel im kalten Plasma	6
2.3 Resonanzkegel im warmen Plasma	9
2.4 Erweiterung der Theorie	16
2.4.1 Resonanzkegel im driftenden Plasma	20
2.4.2 Resonanzkegel im Strahl-Plasma	26
<u>3. Experimenteller Aufbau</u>	31
3.1 Die Plasmaerzeugung	33
3.2 Das Targetplasma	36
<u>4. Plasmadiagnostik</u>	41
4.1 Diagnostik mit Sonden	41
4.2 Digitale Korrelationsanalyse	46
4.3 Ionenenergieanalysator	50
4.4 Resonanzkegeldiagnostik des thermischen Plasmas	52
<u>5. Ergebnisse der Diagnostik</u>	57
5.1 Das Magnetic-Box Plasma	57
5.2 Das Targetplasma	59
<u>6. Resonanzkegel im driftenden Plasma</u>	65
6.1 Das Drift-Plasma	65
6.2 Resonanzkegel im Drift-Plasma	73
6.3 Zusammenfassung	85

	Seite
<u>7. Resonanzkegel im Strahl-Plasma System</u>	87
7.1 Das Strahl-Plasma	87
7.2 Messung der Verteilungsfunktion	91
7.3 Untersuchung der selbsterzeugten Wellen	100
7.3.1 Das analoge Interferometer	103
7.3.2 Die digitale Korrelationsanalyse	111
7.4 Resonanzkegel im Strahl-Plasma	120
7.4.1 Vergleich mit der kinetischen Theorie	126
7.4.2 Der Einfluß hochfrequenter Potentialfluktuationen	131
7.5 Zusammenfassung	134
<u>8. Schlußbetrachtung</u>	137
<u>9. Literaturverzeichnis</u>	141

1. EINLEITUNG

Eine wichtige Voraussetzung zum Verständnis sowohl der grundlegenden als auch komplexer Plasmaeigenschaften ist die möglichst genaue Kenntnis der Basisparameter wie Elektronendichte und -temperatur. Dazu sind gegenwärtig eine Vielzahl unterschiedlicher Methoden bekannt, unter denen die Resonanzkegelmethode wegen einer Reihe besonderer Vorteile in letzter Zeit an Bedeutung gewonnen hat. Diese Methode beruht auf den Wellenausbreitungseigenschaften des ungestörten Volumens zwischen zwei kleinen Antennen im Magnetoplasma. Sie unterliegt damit nicht den Komplikationen einer Plasmarandschicht, wie etwa die Langmuirsonde, ist jedoch ebenso universell. Ihr Anwendungsgebiet reicht vom breiten Spektrum der Laborplasmen bis zum ionosphärischen Plasma, und sie bietet die Möglichkeit einer zeitlichen und räumlichen Auflösung der zu bestimmenden MeßgröÙe.

Das methodische Prinzip des Resonanzkegelverfahrens beruht darauf, daß das Strahlungsfeld einer kleinen HF-Antenne im magnetisierten Plasma für bestimmte Ausbreitungsrichtungen resonant überhöht ist. Infolge der Rotationssymmetrie zur Magnetfeldrichtung liegen die Orte dieser Resonanz auf der Mantelfläche eines Doppelkegels, dem Resonanzkegel, dessen Spitze die Antenne bildet.

Ihren ersten diagnostischen Einsatz fand die Methode bei der Anwendung an einem kalten Plasma /1.1/. Hier ermöglicht die Messung des Öffnungswinkels des Resonanzkegels die Bestimmung der Plasmadichte. Bei der Erweiterung des Einsatzgebietes auf thermische Plasmen wurden zwei Wege begangen: Zum einen erlaubt eine Näherung niedriger Temperatur (Low Temperature Approximation, LTA) /1.2, 1.3/ die analytische Behandlung des Problems und führt zu einfachen Formeln zur Bestimmung der Plasmadichte sowie der Elektronentemperatur aus der - im warmen Plasma modifizierten - Resonanzkegelstruktur /1.2, 1.4/.

Die Darstellung der Dispersionseigenschaften des Plasmas mit Hilfe einer kinetischen Theorie sowie die numerische Berechnung der daraus resultierenden räumlichen Verteilung des Wellenfeldes führte zu Ergebnissen mit einem gröÙeren Gültigkeitsbereich /1.5/. In einer Vorarbeit konnte durch den Vergleich experimenteller Resultate mit beiden Theorien die Gültigkeit der LTA bestätigt und ihr diagnostischer Anwendungsbereich bestimmt

werden /1.6/. Topologische Veränderungen der Resonanzkegelstruktur im Übergangsbereich zwischen dem Nahfeld der Antenne und ihrem Fernfeld konnten anhand der kinetischen Theorie ursächlich erklärt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, zu demonstrieren, daß die Anwendung der Resonanzkegelmethode als Diagnostikverfahren auch bei nichtthermischen Plasmen möglich und sinnvoll ist. Dazu werden zunächst die beiden grundlegenden theoretischen Behandlungsweisen und ihre aktuellen Erweiterungen dargestellt. Auf der experimentellen Seite wurden zwei exemplarische Plasmasituationen realisiert und untersucht: Dies ist zum einen ein Plasma mit einer überlagerten Drift der Elektronen. Hier ermöglicht die Resonanzkegelmethode die gleichzeitige Bestimmung der Plasmadichte sowie der thermischen- und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Die zweite Entladungsform entspricht einer Stahl-Plasma-Situation. Hier wurde erstmalig eine neuartige Feinstruktur im Innern des Resonanzkegels, der sich in Strahlrichtung ausbreitet, beobachtet. Deren Abhängigkeit von den Strahlparametern ermöglicht eine qualitative Abschätzung der Strahlintensität und die quantitative Bestimmung der Strahlenergie. Der "upstream" Resonanzkegel enthält Informationen über die Kenngrößen des thermischen Hintergrundplasmas.

Zu beiden Entladungstypen werden unabhängige, vergleichende Messungen und ergänzende Untersuchungen vorgestellt. Das Schwergewicht hierbei liegt auf der Beschreibung der selbsterzeugten Wellen, die in beiden Systemen auftraten.

2. THEORETISCHER HINTERGRUND

2.1 Potentialverteilung einer Punktladung

Zur Berechnung der Potentialverteilung einer kleinen Dipolantenne im Magnetoplasma gehen wir von der Modellannahme einer oszillierenden Punktladung aus. Die Lösung dieser Modellsituation entspricht der Green'schen Funktion, mit der prinzipiell auch kompliziertere Antennen-geometrien berechnet werden können. In der Umgebung des Winkels der resonanten Wellenausbreitung genügt wegen $N \rightarrow \infty$ (N : Brechungsindex) eine elektrostatische Approximation für das Strahlungsfeld der Antenne /2.1, 2.2/. Diese Näherung entspricht der Vernachlässigung des Vakuumverschiebungsstromes und der Retardierung des Feldes. Letztere ist für Abstände von der Quelle gerechtfertigt, die kleiner sind als die Vakuumwellenlänge.

In dieser Näherung erhalten wir die Potentialverteilung ausgehend von der Poissongleichung:

$$(2.1) \quad \nabla \cdot (\underline{\epsilon} \cdot \nabla \Phi) = -\rho / \epsilon_0$$

mit der punktförmigen Ladungsverteilung

$$(2.2) \quad \rho(\underline{r}, t) = q \delta(\underline{r}) \cdot \exp(-i\omega t)$$

$\underline{\epsilon}$ ist der Dielektrizitätstensor des anisotropen Plasmas. Eine räumliche Fourier-Transformation liefert:

$$(2.3) \quad \tilde{\Phi}(\underline{k}) = \frac{q \exp(-i\omega t)}{\epsilon_0 \underline{k} \cdot \underline{\epsilon} \cdot \underline{k}}$$



und die Rücktransformation ergibt die Potentialverteilung im Ortsraum:

$$(2.4) \quad \Phi(\underline{r}, t) = \frac{q \cdot \exp(-i\omega t)}{\epsilon_0 \cdot (2\pi)^3} \int \frac{\exp(i\underline{k} \cdot \underline{r})}{D(\underline{k}_\perp^2, k_\parallel)} d^3 k$$

mit der elektrostatischen Dispersionsfunktion $D(k_1^2, k_z)$:

$$(2.5) \quad D(k_1^2, k_z) = \underline{k} \cdot \underline{\epsilon} \cdot \underline{k} = k_1^2 \epsilon_{11} + 2k_1 k_z \epsilon_{13} + k_z^2 \epsilon_{33}$$

Der Wellenvektor $\underline{k}$ wurde hier in seine beiden Komponenten senkrecht und parallel zum Magnetfeld zerlegt. Zur weiteren Berechnung werden nun wegen der Rotationssymmetrie Zylinderkoordinaten gewählt. Der Ursprung des Systems liegt am Ort der Antenne, die z-Komponente weist in die Magnetfeldrichtung. Die Winkelintegration führt zur Zylinderfunktion J_0 . Nach der Unterdrückung des zeitabhängigen Faktors erhält man so:

$$(2.6) \quad \Phi(\rho, z) = \frac{q}{4\pi^2 \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \exp(ik_z z) \int_0^{\infty} dk_1 k_1 \frac{J_0(k_1 \rho)}{D(k_1^2, k_z)}$$

Nach der Ersetzung der Zylinderfunktion J_0 durch die Hankelfunktion $H_0^{(2)}$ und mit den Darstellungen

$$J_0(z) = 1/2 (H_0^{(1)}(z) + H_0^{(2)}(z))$$

$$(2.7) \quad \text{und}$$

$$H_0^{(2)}(-z) = -H_0^{(2)}(z)$$

ergibt sich:

$$(2.8) \quad \Phi(\rho, z) = \frac{q}{8\pi^2 \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \exp(ik_z z) \int_0^{\infty} dk_1 k_1 \frac{H_0^{(1)}(k_1 \rho)}{D(k_1^2, k_z)}$$

Nun wird die k_1 -Integration über die gesamte reelle Achse erstreckt. Wegen des exponentiellen Abfalls der Hankelfunktion, $H_0^{(1)}(z)$, für $|z| \rightarrow \infty$ kann der Integrationsweg in der oberen Halbebene der komplexen k_1 -Ebene geschlossen werden. Unter der Voraussetzung, daß alle Polstellen des Integranden einfach sind und den Nullstellen der Dispersionsrelation entsprechen, liefert der Residuensatz für dieses Contour-Integral:

$$(2.9) \quad \Phi(\rho, z) = \frac{iq}{8\pi\epsilon_0} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\parallel} \exp(ik_{\parallel} z) \frac{H_0^{(1)}(k_{\perp m}(k_{\parallel}) \rho)}{D'_{\parallel}(k_{\parallel})}$$

Der Integrationsweg wird durch den Verlauf der Nullstellen der Dispersionsrelation bestimmt, der aus der Bedingung

$$(2.10) \quad D(k_{\perp}^2(k_{\parallel}), k_{\parallel}) = 0$$

folgt. Für eine feste Frequenz ω stellt die Topologie dieser Lösungen (mit dem Index m) in der $k_{\perp}$ - $k_{\parallel}$ -Ebene den gesuchten Zusammenhang $k_{\perp m}(k_{\parallel})$ dar, der zur Ausführung der Integration in Glg. 2.8 gebraucht wird. Dieser Schnitt durch die ω - k -Ebene wird Dispersionszweig genannt. Dämpfung bzw. Anwachsen der Welle werden hierbei herkömmlicherweise ausschließlich durch einen Imaginärteil von $k_{\perp}$ ausgedrückt, die Größen ω und $k_{\parallel}$ sind rein reell gewählt.

Der Nenner des Integranden ist

$$(2.11) \quad D'_{\parallel}(k_{\parallel}) = \left. \frac{\partial D(k_{\perp}^2, k_{\parallel})}{\partial k_{\perp}^2} \right|_{k_{\perp}=k_{\perp m}(k_{\parallel})} = \epsilon_{11} + (k_{\parallel}/k_{\perp}) \epsilon_{13}$$

Nach einer Umformung des Integrationsweges erhält man damit schließlich in der Näherung $\epsilon_{13} \ll \epsilon_{11}$:

$$(2.12) \quad \Phi(\rho, z) = \frac{iq}{4\pi\epsilon_0} \sum_m \int_0^{\infty} dk_{\parallel} \cos(k_{\parallel} z) \frac{H_0^{(1)}(k_{\perp m}(k_{\parallel}) \rho)}{\epsilon_{11}}$$

Man erkennt an dieser Darstellung den engen ursächlichen Zusammenhang der Potentialverteilung mit dem Verhalten des oder der relevanten Dispersionszweige. Daher ist die nun folgende Vorgehensweise die, daß für verschiedene Plasmabedingungen zunächst die Dispersionsfunktion bestimmt und danach der daraus resultierende Potentialverlauf berechnet wird. Dazu wird zunächst der einfachste Fall eines kalten Plasmas diskutiert.

2.2 Resonanzkegel im kalten Plasma

Im Fall eines kalten Plasmas können wir die dielektrischen Eigenschaften aus den Bewegungsgleichungen der Ladungsträger in der Fluid-Näherung herleiten. Hier hat der Dielektrizitätstensor $\underline{\epsilon}$ eine einfache Gestalt /2.3/:

$$(2.13) \quad \underline{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_{\perp} & i\epsilon_g & 0 \\ -i\epsilon_g & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{vmatrix}$$

mit

$$\epsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}$$

$$(2.14) \quad \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

$$\epsilon_g = \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)}$$

Hierbei sind: ω_{ce} Zyklotronfrequenz- und ω_{pe} Plasmafrequenz der Elektronen. Ionenbewegung und Stöße der Teilchen sind vernachlässigt. Nach Glg. (2.5) wird nun für dieses Plasma:

$$(2.15) \quad D(k_{\perp}^2, k_{\parallel}) = k_{\perp}^2 \epsilon_{\perp} + k_{\parallel}^2 \epsilon_{\parallel}$$

und die Bedingung $D(k_{\perp}^2(k_{\parallel}), k_{\parallel}) = 0$ liefert:

$$(2.16) \quad k_{\perp}^2 = -k_{\parallel}^2 \cdot \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}}$$

Das bedeutet: es gibt einen linearen Zusammenhang zwischen den beiden Komponenten des Wellenvektors im kalten Plasma, und alle Partialwellen

des unendlich ausgedehnten k -Spektrums der Punktantenne breiten sich unter genau einem Winkel Ψ_c zum Magnetfeld aus:

$$(2.17) \quad \tan^2 \Psi_c = (k_{\perp} / k_{\parallel})^2 = -\epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp}$$

Der Index "c" bei der Winkelbezeichnung ist historisch begründet und steht für "cone". Wegen $v_{ph} = \omega / k^2 \cdot k$ ist Ψ_c der Winkel, den die Phasengeschwindigkeit mit dem Magnetfeld bildet. Der Energietransport der Welle geht in die Richtung der Gruppengeschwindigkeit /2.4, 2.5/ und man kann zeigen /2.6/, daß der Vektor der Gruppengeschwindigkeit senkrecht auf dem der Phasengeschwindigkeit steht. Der Winkel Ψ_c zwischen der Gruppengeschwindigkeit und dem Magnetfeld ist daher der Öffnungswinkel des physikalisch meßbaren Resonanzkegels. Auf der Mantelfläche dieses Doppelkegels sind das Potential und die Energiedichte des Strahlungsfeldes singulär (Abb. 2.1).

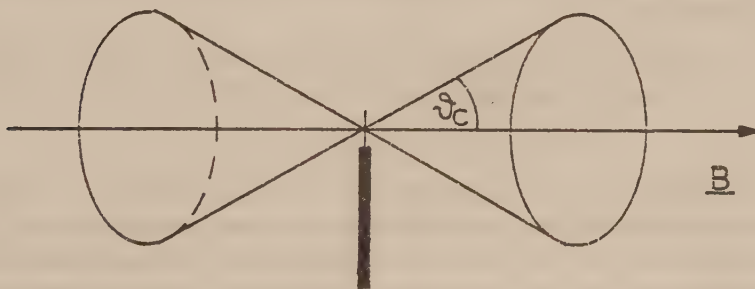


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Resonanzkegels im kalten Plasma

Die Beziehung (2.17) beinhaltet die Bedingung für die Existenz von Resonanzkegeln:

$$(2.18) \quad \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp} < 0$$

Daraus lassen sich zwei Existenzgebiete herleiten:

1. Der Bereich der oberen Hybridresonanz mit der Bedingung:
 $\max(\omega_{ce}, \omega_{pe}) < \omega < (\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2}$
2. Der Bereich der unteren Hybridresonanz mit der Bedingung:
 $\omega < \min(\omega_{ce}, \omega_{pe})$.

In Laborplasmen finden zu Diagnostikzwecken fast ausschließlich Resonanzkegel im unteren Frequenzbereich Anwendung. Dies hat hauptsächlich technische Gründe: Signale in einem Frequenzbereich von typischerweise bis zu 900 MHz lassen sich mit relativ einfachen Mitteln erzeugen und nachweisen. Aus diesem Umstand heraus wurde die Weiterentwicklung des theoretischen Hintergrundes der Methode weitgehend auf diesen Existenzbereich konzentriert.

Die Bedingung $\nabla_c + \vartheta_c = \pi/2$ ergibt zusammen mit Glg. (2.1) und (2.14) die Beziehung /1.1/

$$(2.19) \quad \sin^2 \vartheta_c = \frac{\omega^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - \omega^2)}{\omega_{ce}^2 \cdot \omega_{pe}^2}$$

Sie beschreibt den Zusammenhang des Öffnungswinkels des "kalten" Resonanzkegels mit den plasmaspezifischen Größen Magnetfeldstärke und Plasmadichte. Glg. (2.19) ist die Grundlage der Diagnostikmethode mit Resonanzkegeln, wie sie 1971 von den Autoren R.K. Fisher und R.W. Gould erstmalig experimentell vorgestellt wurde /1.1/. Dieses Verfahren ist hinsichtlich der Dichtebestimmung sensitiv bis herauf zu Dichten, für die gilt $\omega_{pe}/\omega_{ce} \leq 2$ /2.7/. Innerhalb dieses Bereiches liegt die Fehlergrenze bei der Wertung eines Satzes von 5 Messungen bei 10%. Damit ist diese Methode mindestens ebenso genau wie die Langmuirsonden-Methode. Die im kalten Plasma gemäß der Theorie erwartete Singularität des Wellenfeldes unter dem Ausbreitungswinkel ϑ_c ist im praktischen Fall durch Stoßdämpfung der Welle aufgehoben; das Potential bleibt endlich /2.8/.

2.3 Resonanzkegel im warmen Plasma

Im Falle eines warmen Plasmas hat die elektrostatische Dispersionsrelation eine weitaus kompliziertere Struktur. Unter der Annahme von Stoßfreiheit erhält man hier die Elemente des Dielektrizitätstensors aus der linearisierten Vlasovgleichung /2.3,2.9/. Man erhält einen Tensor, dessen Elemente vom Wellenvektor $\underline{k}$ abhängen und bei dem wegen der Kopplung der Fundamentalmoden aufgrund des thermischen Plasmadrucks die Elemente ϵ_{13} sowie ϵ_{23} erscheinen. Setzt man weiterhin eine ungestörte Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemäß einer Maxwellfunktion voraus (die Ionen gelten weiter als unendlich schwer), so führt die Bedingung $D(k_{\perp}^2(k_{\parallel}), k_{\parallel}) = 0$ prinzipiell zu mehreren (m) Dispersionszweigen. Der Zweig $m=1$ mit der schwächsten Dämpfung der Wellen ($\text{Im}(k_{\perp}) < \text{Re}(k_{\perp})$) /1.5/ trägt dabei am stärksten zum Dispersionsverhalten des Plasmas im Fernfeld bei. Aus diesem Grund werden im Folgenden alle anderen vernachlässigt und der Index m unterdrückt. Dieser Zweig hat die Form /1.5/:

$$(2.20) \quad 0 = D(k_{\perp}^2, k_{\parallel}) = 1/r_{ce}^2 \left[(k_{\perp} r_{ce})^2 + (k_{\parallel} r_{ce})^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \exp(-\lambda) \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\lambda) (1 + \xi_0 Z(\xi_n)) \right]$$

mit:

$$r_{ce} = v_{the} / \omega_{ce} \sqrt{2}$$

$$v_{the} = (2k_B T_e / m_e)^{1/2}$$

$$\lambda = k_{\perp}^2 r_{ce}^2$$

$$(2.21) \quad \xi_n = \frac{(\omega + n\omega_{ce})}{k_{\parallel} \cdot v_{the}}$$

$$Z(\xi) = 1/\sqrt{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi}$$

Hierbei sind:

- r_{ce} : Elektronenzyklotronradius
- v_{the} : thermische Elektronengeschwindigkeit
- k_B : Boltzmann-Konstante
- T_e : Elektronentemperatur
- m_e : Elektronenmasse
- $I_n(\lambda)$: Modifizierte Besselfunktion
- $Z(\zeta_n)$: Plasmadispersionsfunktion nach Fried und Conte /2.10/

Die ersten beiden Summanden der Gleichung (2.20) beinhalten den Vakuumverschiebungsstrom. Die Summation am Ende der Gleichung liefert im unteren Existenzgebiet für Resonanzkegel, d. h. für $\omega < \omega_{ce}$, wesentliche Anteile nur für $n = -1, 0$ und $+1$. Die Terme repräsentieren kinetische Landaudämpfung ($n=0$) bzw. Zyklotrondämpfung ($n=\pm 1$). Dämpfung aufgrund von Zyklotronharmonischen ($n=\pm 2, \pm 3, \dots$) kann wegen des großen Frequenzabstandes vernachlässigt werden. Effekte des endlichen Gyrationradius der Elektronen werden durch das Produkt ($\exp(-\lambda) \cdot I_n(\lambda)$) berücksichtigt.

Ausgehend von dieser Darstellung der Dispersionsrelation werden nun zwei wesentliche Wege bei der weiteren Behandlung des Problems begangen. Der eine stellt eine Näherung niedriger Temperatur (Low Temperature Approximation, LTA /1.2, 1.3/) dar. Diese Näherung ist gültig für kleine Elektronentemperaturen, wobei der absolute Gültigkeitsbereich in der Literatur meist in Form eines räumlichen Kriteriums angegeben wird. Dieses Kriterium besagt, daß dieser Ansatz anwendbar ist, wenn der Abstand des Aufpunktes von der Sendeantenne mehr als 200 Gyrationradien beträgt. Hier wird zunächst $D(k_{\perp}^2, k_{\parallel})$ in ein Polynom von $(k_{\perp} \cdot r_{ce})$ entwickelt. Diese Entwicklung wird bis zu Termen der Ordnung $(k_{\perp} \cdot r_{ce})^4$ durchgeführt. Die Bedingung $D(k_{\perp}^2(k_{\parallel}), k_{\parallel}) = 0$ liefert dann eine Form des Dispersionszweiges, die gegenüber der des kalten Plasmas zwei Korrekturterme aufweist /1.2/:

$$(2.22) \quad k_{\perp} r_{ce} = -k_{\parallel} r_{ce} \cdot (\cot \theta_c \cos \theta_c + \alpha (k_{\perp} r_{ce})^2 + i\delta)$$

Diese Korrekturterme bewirken eine Krümmung des Dispersionszweiges $\text{Re}(k_{\perp}(k_{\parallel}))$, die durch den Parameter $\alpha(\omega, \omega_{ce}, \omega_{pe})$ beschrieben wird, sowie eine Dämpfung der Welle: $\text{Im}(k_{\perp}(k_{\parallel})) = i\delta$. Krümmung und Dämpfung des Zweiges bedingen sich wegen der Analytizität der Dispersionsfunktion gegenseitig. Über das Vorzeichen des Krümmungsparameters entscheiden die

Größen ω_{pe} und ω_{ce} . Im größten Bereich des unteren Existenzgebiets für Resonanzkegel ist α ausschließlich positiv [1.2/]. Die Abbildung 2.2 zeigt den Vergleich des thermischen Zweiges in dieser Näherung mit dem Zweig des kalten Plasmas.

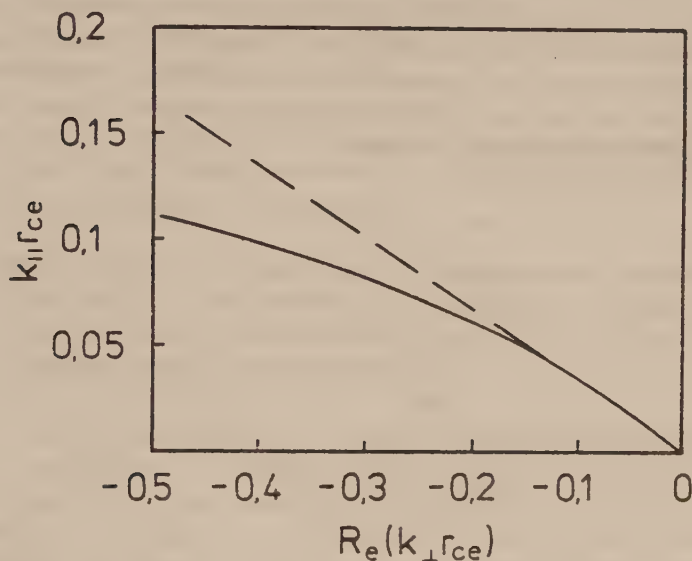


Abb. 2.2: Vergleich des Dispersionszweiges in der LTA (—) mit dem des kalten Plasmas (---).

Die Berechnung der räumlichen Potentialverteilung im warmen Plasma geht aus von Glg. (2.12). Wesentliche Beiträge zum Integral ergeben solche Bereiche des Dispersionszweiges, bei denen der Integrand nur sehr schwach oder gar nicht oszilliert. Solche Punkte "stationärer Phase" [2.1/ sind hier gegeben durch die Bedingung:

$$(2.23) \quad \partial^2 k_{\perp} (k_{\perp}) / \partial k_{\perp}^2 = 0$$

Diese Bedingung ist erfüllt in Bereichen, in denen der Dispersionszweig linear ist oder einen Wendepunkt hat. Ein anschauliches Bild liefert hier die "optische" Betrachtungsweise /2.1/. Danach ergeben die Abschnitte des Dispersionszweiges Beiträge zur Potentialverteilung in Form von Strahlen oder Wellenpaketen, deren Ausbreitungsrichtung senkrecht auf dem Zweig steht (Abb. 2.3). Das resultierende Strahlungsfeld stellt sich nun dar als eine Überlagerung dieser Einzelbeiträge. Dabei können sich Strahlen aus einem linearen Bereich des Dispersionszweiges in dem Sinne konstruktiv überlagern, als daß sie alle den gleichen Ausbreitungswinkel ϑ haben und mit gleicher Phase den Aufpunkt erreichen.

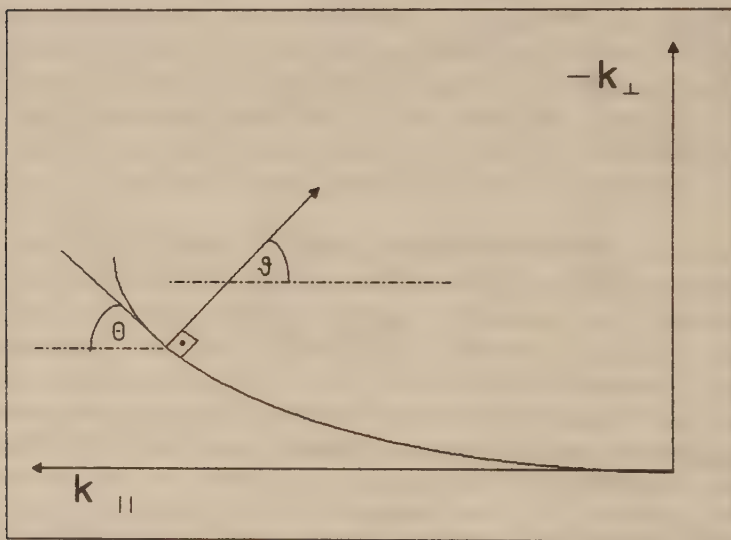


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Dispersionszweiges und der Ausbreitung der Partialwellen.

Unter Ausnutzung des Prinzips der stationären Phase kann das Potential-Integral für große Abstände vom Sender in eine Kombination von Airy-Funktionen /1.2, 1.4, 2.1/ überführt werden, deren Argument von der expliziten Form des Dispersionszweiges abhängt. Nach dieser Analyse erwartet man drei Effekte auf Resonanzkegel im warmen Plasma /2.6, 2.11/:

1. Das Potential des Resonanzkegels bleibt endlich. Der Grund dafür liegt zum ersten in der kinetischen Dämpfung und zum zweiten in der Krümmung des Dispersionszweiges, die dazu führt, daß nicht länger alle Partialwellen des k -Spektrums sich unter exakt einem Winkel ausbreiten. Dieses Verhalten führt im Sinne der oben vorgestellten "optischen" Betrachtungsweise zu einer Interferenz der Partialwellen aus dem linearen, kalten Bereich des Dispersionszweiges mit den anderen, warmen Moden /1.2, 2.6/.
2. Die Lage des Potentialmaximums im warmen Plasma ist gegenüber der des kalten Plasmas verschoben. Über die Richtung der Verschiebung entscheidet das Vorzeichen von α .
3. Es entstehen in der Nähe des Kegel-Hauptmaximums Nebenmaxima, aufgrund der oben beschriebenen Interferenz der Partialwellen. Über die Lage dieser Interferenzmaxima relativ zum Hauptmaximum entscheidet wiederum der Krümmungsparameter α .

Dieser Befund begründet die Anwendbarkeit der Resonanzkegeldiagnostik zur Bestimmung der Elektronentemperatur /1.2, 1.3,1.4, 2.6/. Im Gültigkeitsbereich der Näherung ($k_{\perp} \cdot r_{ce} < 1$, $R = r/r_{ce} \geq 200$) erlaubt eine analytische Formel die gleichzeitige Bestimmung der thermischen Elektronengeschwindigkeit und der Plasmadichte aus der Messung der Interferenzabstände /1.4/:

$$(2.24) \quad \Delta \varphi_n = \gamma_n \cdot \Lambda(\omega, \omega_{ce}, \omega_{pe}) \cdot (v_{the} / r \omega_{ce})^2 / 3$$

Die γ_n sind Konstanten.

Man kann zeigen /2.1/, daß die so bestimmte Temperatur den Kern der Verteilungsfunktion beschreibt und nicht - wie etwa die Langmuirsonde - deren Ausläufer.

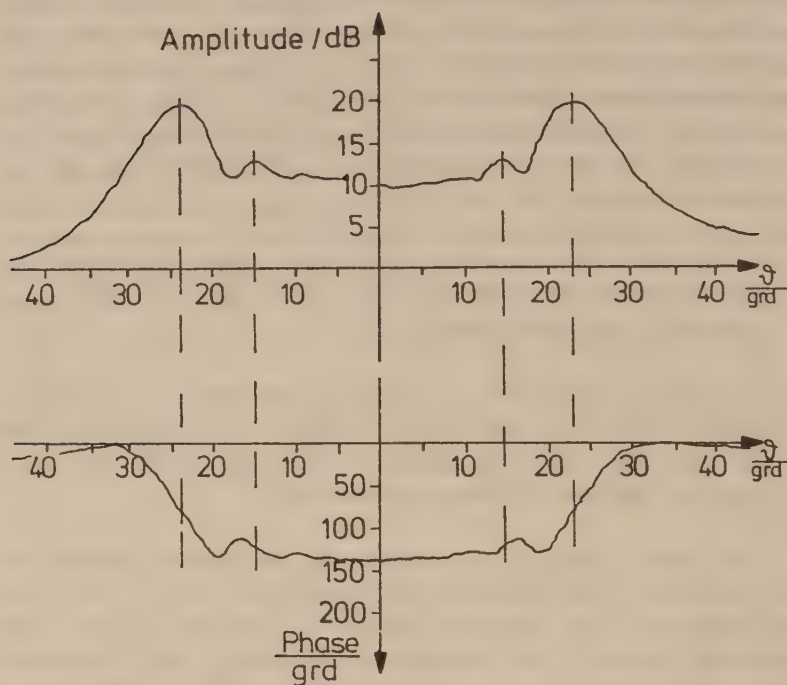


Abb. 2.4: Resonanzkegel im warmen Plasma

Die oben genannte Beschränkung, besonders hinsichtlich des Abstandes von der Sendeantenne, kann durch die kinetische Behandlung der Dispersionsfunktion (2.20) und die anschließende Berechnung des Potentialintegrals (2.12) mit numerischen Mitteln /1.5/ überwunden werden. Ohne besondere Einschränkungen kann so in einem sehr weiten Parameterbereich die Potentialverteilung der Antenne zuverlässig theoretisch beschrieben werden. Mittels der kinetischen Theorie konnten Einzelheiten der LTA bestätigt und ihr Gültigkeitsbereich durch einen Vergleich mit dem Experiment bestätigt werden /1.6/. Es zeigt sich, daß die wesentliche Beschränkung der LTA in der Entwicklung der Dispersionsfunktion liegt, die den Dispersionszweig nur unvollständig beschreibt. Insbesondere das Auftreten einer zweiten, gegenläufigen Krümmung des Zweiges kann die LTA

prinzipiell nicht erfassen, wohingegen die kinetische Theorie auch dieses Verhalten voraussagt (Abb. 2.5) /1.5, 2.12/:

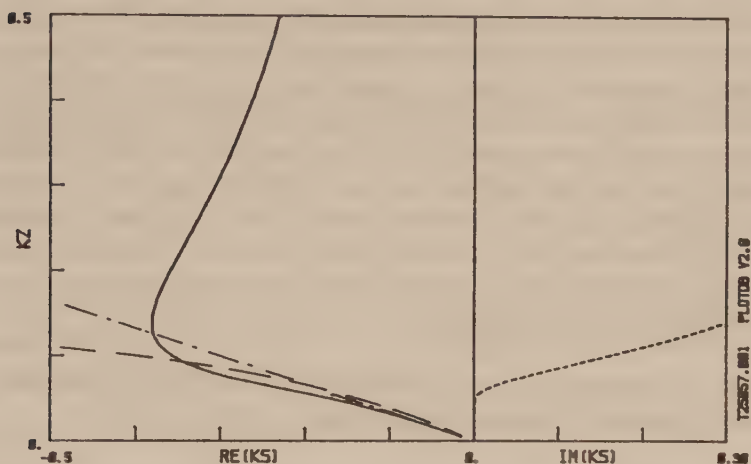


Abb. 2.5: Der Dispersionszweig gemäß kinetischer Theorie (—), LTA (---) und "kalter" Theorie (-.-). ($\text{Im}(k_{\perp})$ gemäß kinetischer Theorie)

Diese zweite Krümmung hat Konsequenzen auf die Feinstruktur des Resonanzkegels, die besonders im Nahbereich der Sendeantenne ($R < 200$) deutlich werden. Hier können sich die beiden Krümmungen unterschiedlichen Vorzeichens durch Interferenzmaxima beiderseits des Hauptmaximums äußern /1.4/. Bei normierten Antennenabständen $R > 200$ stimmen wegen der erhöhten Dämpfung im Bereich der zweiten Krümmung die Vorhersagen beider Theorien weitgehend überein.

Zu beiden Teilproblemen bei der Berechnung der Potentialverteilung einer kleinen HF-Antenne wurden für einen LSI 11/73-Rechner Fortran Programme entwickelt /2.1/, auf die im Verlauf dieser Arbeit zurückgegriffen werden konnte: Das Programm ZERO2 löst mit dem Newton-Raphson-Verfahren die Dispersionsfunktion $D(k_{\perp}(k_{\parallel}), k_{\parallel}) = 0$. Das Potentialintegral (2.12) wird mit Hilfe des Programms POTH3 berechnet, wobei die Integration wegen der mit wachsendem $k_{\parallel}$ zunehmenden Landaudämpfung bei Werten von typisch $k_{\parallel} r_{ce} = 0.5$ abgebrochen kann, ohne daß die Genauigkeit des Resultats beeinträchtigt wird.

2.4 Erweiterungen der Theorie

Mit den beiden bisher dargestellten theoretischen Behandlungsweisen sind wir in der Lage, die Dispersionsfunktion für ein thermisches Plasma zu lösen und den dazugehörigen Resonanzkegel zu berechnen: Im Bereich geringer Temperatur ($k_1 \cdot r_{ce} < 1$) genügt dazu die Entwicklung der Dispersionsfunktion in der LTA. In einer asymptotischen Näherung für große Abstände von der Sendeantenne ($R > 200$) kann das Potentialintegral in eine einfache Form überführt werden und man erhält die Lage der relativen Potentialmaxima aus einer einfachen Formel (Glg. 2.24). Eine kinetisch exakte Berechnung der Dispersion und numerische Intergration des Potentials liefert Resultate, die auch für heiße Plasmen und enge Antennenkonfigurationen gültig sind.

Der Anwendungsbereich beider Lösungswege soll nun durch Einbeziehung weiterer physikalisch relevanter Plasmaphänomene erweitert werden.

Dazu wird zunächst der Einfluß von Elektronen-Neutralteilchen-Stößen untersucht: Man erhält eine Abschätzung der Effekte durch Stoßdämpfung, indem man eine Ersetzung durchführt [2.1/:

$$(2.25) \quad \omega \rightarrow \omega + i\nu_c$$

Hierbei ist ν_c die Frequenz der Elektron-Neutralteilchen-Stöße. Diese Ersetzung führt zu kleinen Korrekturtermen an den Elementen des Dielektrizitätstensors:

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p e^2 (1 + i\nu_c / \omega)}{\omega^2 (1 + i\nu_c / \omega)^2 - \omega_{ce}^2} = \epsilon_1^0 + i\epsilon_1^c$$

(2.26)

$$\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p e^2}{\omega^2 (1 + i\nu_c / \omega)} = \epsilon_2^0 + i\epsilon_2^c$$

Diese Korrektur setzt sich fort:

$$(2.27) \quad \tan^2 \vartheta_c^c = -\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} = -\frac{\epsilon_{\perp}^0 + \gamma \epsilon_{\perp}^c}{\epsilon_{\parallel}^0 + \gamma \epsilon_{\parallel}^c}$$

wobei ϑ_c^c das Hauptmaximum der Potentialverteilung im Plasma mit Stößen bezeichnet, und

$$(2.28) \quad \gamma = \frac{\epsilon_{\parallel}^c - \epsilon_{\perp}^c}{\epsilon_{\parallel}^0 - \epsilon_{\perp}^0}$$

Für ein kaltes Plasma kann man nun den Einfluß dieser Korrektur leicht abschätzen. Der Öffnungswinkel des Resonanzkegels erfährt unter der Annahme $v_c/\omega \ll 1$ eine kleine Verschiebung:

$$(2.29) \quad \tan^2 \vartheta_c^c = \tan^2 \vartheta_c^0 + O((v_c/\omega)^2)$$

Der Betrag des Potentials auf dem Resonanzkegel nimmt ab:

$$(2.30) \quad |\Phi(\vartheta_c)| \propto (v_c/\omega)^{-1/2}$$

Dafür wird die gesamte Resonanzkegelstruktur etwas breiter: die Änderung der Phase des Potentials mit dem Ausbreitungswinkel wird weniger drastisch:

$$(2.31) \quad \Phi = |\Phi| \cdot \exp(i\beta) \quad \left. \frac{\partial \beta}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta_c} = \omega/v_c$$

In der LTA erhält der Dispersionszweig mit (2.29) wegen (2.16) und (2.17) einen weiteren Korrekturterm, $\delta_c/2.13/$:

$$(2.32) \quad k_{\perp} r_{ce} = -k_{\parallel} r_{ce} (\cot \vartheta_c^c + i + \alpha (k_{\parallel} r_{ce})^2 + i(\delta + \delta_c))$$

Die Einführung der Stoßdämpfung in die kinetische Dispersionsfunktion geschieht zunächst durch eine allgemeine Entwicklung für $\omega_1 \ll \omega_r$:

$$(2.33) \quad D(\omega, k) \approx D(\omega_r, k) + i \cdot \frac{\partial D(\omega_r, k)}{\partial \omega_r} \cdot \omega_1$$

$$\omega_r = \text{Re}(\omega), \quad \omega_1 = \text{Im}(\omega) \approx \nu_c$$

Angewandt auf die Dispersion des kalten Plasmas (2.14, 2.15) bedeutet dies:

$$(2.34) \quad i \omega_1 \cdot \frac{\partial D(\omega_r, k)}{\partial \omega_r} = i \cdot (k_{\perp}^2 \frac{2 \omega_{pe}^2 \omega \omega_1}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} + k_{\parallel}^2 \frac{2 \omega_{pe}^2 \omega \omega_1}{\omega^4})$$

Dieser Term wird nun der kinetischen Dispersionsfunktion als Korrekturterm näherungsweise zugefügt:

$$(2.35) \quad D(k_{\perp}^2, k_{\parallel}) = 1/r_{ce}^2 \left[k_{\perp}^2 (r_{ce}^2 + i \frac{2 \omega_{pe}^2 \omega \omega_1}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2}) \right. \\ \left. + k_{\parallel}^2 (r_{ce}^2 + i \frac{2 \omega_{pe}^2 \omega \omega_1}{\omega^4}) + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \exp(-\lambda) \right. \\ \left. \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\lambda) (1 + \xi_0 Z(\xi_n)) \right]$$

Die sich daraus ergebenden Effekte auf die Potentialverteilung sind in Abb. 2.6 dargestellt. Man erkennt in dieser Abbildung die oben beschriebene Verbreiterung des Resonanzkegels und die Abnahme des Potentialbetrags. Der Winkel der Maxima bleibt unbeeinflusst, so daß die diagnostische Anwendung von Resonanzkegeln durch die Stoßdämpfung für $\nu_c^2/\omega^2 \ll 1$ nicht beeinträchtigt wird.

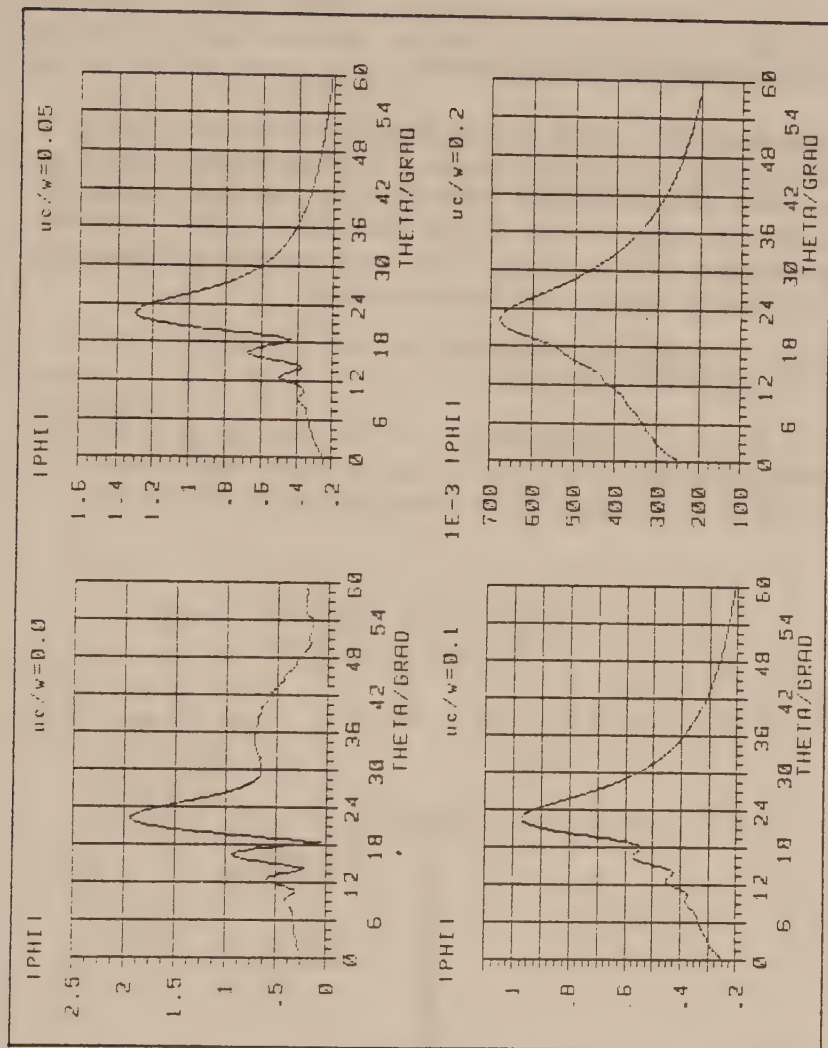


Abb. 2.6: Resonanzkegel im heißen Plasma mit $\nu c/\omega = 0, 0.05, 0.1$, und 0.2

2.4.1 Resonanzkegel im driftenden Plasma

Mit dem nächsten Schritt wird die Klasse der thermischen Plasmen verlassen; es soll nun als erstes Beispiel einer Nichtgleichgewichtsverteilung der Einfluß einer geschlossenen Driftbewegung der Elektronen parallel zum Magnetfeld diskutiert werden. Im Fall eines kalten Plasmas ist dieses Problem einfach zu lösen: Zunächst muß infolge des Doppler-Effektes eine Verschiebung der Frequenz ω berücksichtigt werden:

$$(2.36) \quad \omega^d = \omega \pm k_z v_d$$

v_d ist hierbei die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Das unterschiedliche Vorzeichen bezieht sich auf die Richtung des Resonanzkegels relativ zur Richtung der Drift, entgegen der Drift wirkt eine erhöhte Frequenz ω^d .

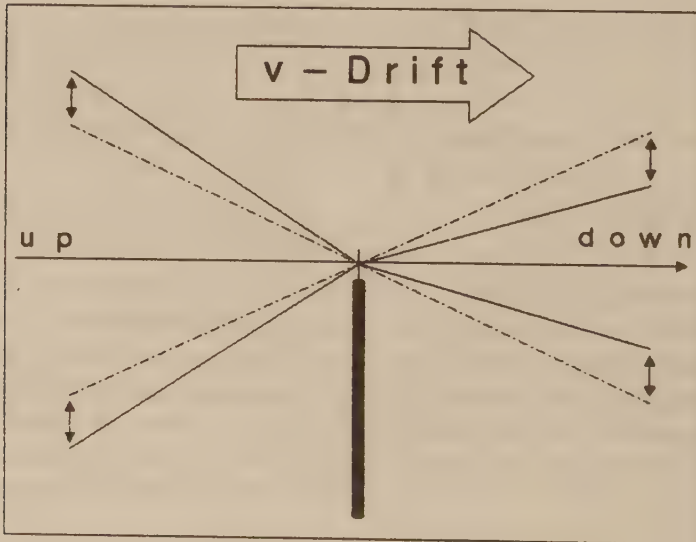


Abb. 2.7: Prinzip-Darstellung des Resonanzkegels bei Drift der Elektronen.

Nach (2.19) führt nun die Driftbewegung über die Doppler-verschobenen Frequenzen zu einer Aufweitung des Kegels, der sich entgegen der Drift-richtung (upstream) ausbreitet, und zu einer Verengung des Kegels in Richtung der Drift (downstream) /2.8, 2.14/:

Die Elektronendrift im warmen Plasma kann im Rahmen der LTA prinzipiell ähnlich behandelt werden, wie die Berücksichtigung von Stößen /2.13/. Zunächst wird wiederum ersetzt:

$$(2.37) \quad \omega^d = \omega - k_z v_d$$

Die relative Richtung von Drift und Resonanzkegel ist jetzt in dem Vorzeichen von k_z enthalten. Die neuen Elemente des Dielektrizitätstensors sind dann:

$$(2.38) \quad \epsilon_{\perp}^d = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_z v_d)^2 - \omega_{ce}^2}$$

$$\epsilon_{\parallel}^d = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_z v_d)^2}$$

In der Näherung $v_d < \omega/k_z$ liefert eine Taylor-Entwicklung bis zu linearen Termen von $(v_d \cdot k_z)$:

$$(2.39) \quad \begin{aligned} \epsilon_{\perp}^d &= \epsilon_{\perp} + \frac{2\omega\omega_{pe}^2 k_z v_d}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} \\ \epsilon_{\parallel}^d &= \epsilon_{\parallel} + \frac{2\omega_{pe}^2 k_z v_d}{\omega^3} \end{aligned}$$

a
b

Damit ergibt sich:

$$(2.40) \quad -\frac{\epsilon_{\parallel}^d}{\epsilon_{\perp}^d} = -\frac{\epsilon_{\parallel} + b}{\epsilon_{\perp} + a} = -\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \cdot \left(1 + \frac{b}{\epsilon_{\parallel}} + \frac{a}{\epsilon_{\perp}}\right)$$

und schließlich mit $\cot(\vartheta_c^d) = (-\epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp})^{1/2}$:

$$(2.41) \quad k_{\perp} = -\cot \vartheta_c^d \cdot k_{\parallel} = -k_{\parallel} \cot \vartheta_c (1 + \gamma')$$

oder:

$$(2.42) \quad k_{\perp} = -k_{\parallel} (\cot \vartheta_c + \gamma v_d k_{\parallel} / \omega)$$

mit /2.10/:

$$(2.43) \quad \gamma = \frac{\omega_{pe}^2 \operatorname{sgn}(\epsilon_{\parallel})}{\omega^2 |\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}|^{1/2}} \cdot \left(1 - \left| \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \right| (\omega_{ce}^2 / \omega_{pe}^2)^{-2} \right)$$

Unter der Voraussetzung $v_d < v_{the}$ können Drifteffekte und thermische Effekte linear überlagert werden. Die komplette Dispersionsfunktion in der LTA lautet dann /2.13/:

$$(2.44) \quad k_{\perp} = -k_{\parallel} (\cot \vartheta_c + \alpha (k_{\parallel} x_{ce})^2 + \gamma v_d k_{\parallel} / \omega + i (\delta + \delta_c))$$

Die Driftbewegung äußert sich durch eine zusätzliche Krümmung des Dispersionszweiges, deren Vorzeichen von der relativen Richtung zwischen k_z und v_d abhängt (Abb. 2.8).

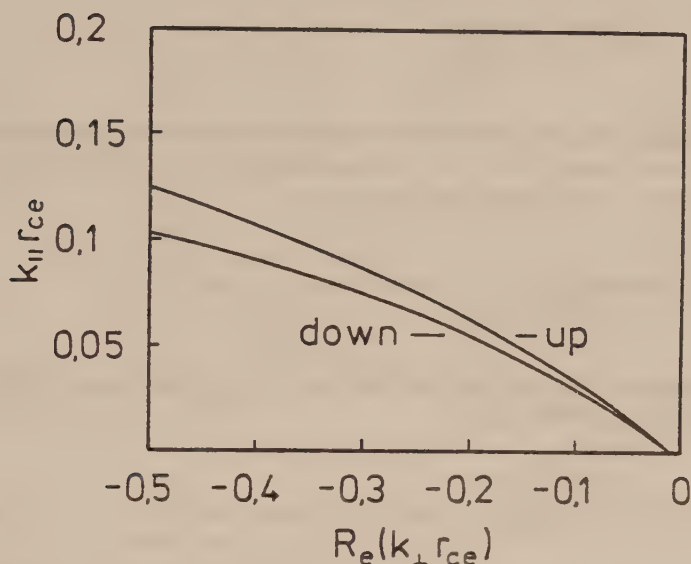


Abb. 2.8: Der Dispersionszweig in der LTA unter Einfluß einer Elektrodendrift.

Die daraus resultierenden Effekte auf den Resonanzkegel sind die gleichen wie oben beschrieben: Der upstream-Kegel weitet sich auf während der downstream-Kegel enger wird. Diese enge Korrespondenz zwischen Dispersionszweig und Resonanzkegel korrespondiert der "optischen" Betrachtungsweise. Unter der Annahme, daß thermische- und Drifteffekte sich linear überlagern /2.13/, können nun aus der Messung eines Resonanzkegels die Dichte und thermische Geschwindigkeit der Elektronen aus den gemittelten Öffnungswinkeln bzw. Interferenzabständen bestimmt werden. Die upstream - downstream - Asymmetrie der Öffnungswinkel ermöglicht gleichzeitig die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen /2.10/:

$$\begin{aligned}
 1/2 (\psi_c^{up} - \psi_c^{down}) &= (a^{1/3} \sin^{4/3} \psi_c / R^{2/3}) \\
 &\cdot (1.80 + 0.90 \epsilon') \\
 (2.45) \quad \epsilon' &= \frac{\gamma v_d R^{1/3} \sin^{1/3} \psi_c}{\omega r_c \cdot a^{2/3}}
 \end{aligned}$$

Schließlich geht die Einbeziehung der Elektronendrift in die kinetische Theorie von einer um die Driftgeschwindigkeit v_d verschobenen Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung aus:

$$(2.46) \quad f(v) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} v_{the}^3} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} + v_d)^2}{2v_{the}^2}\right)$$

Infolgedessen lauten die Koeffizienten ζ_a bei der kinetischen Dispersionsfunktion (2.35) nun /1.5/:

$$(2.47) \quad \zeta_a = \frac{\omega + n\omega_{ce} - k_{\parallel} v_d}{k_{\parallel} v_{the}}$$

Der Effekt auf den Dispersionszweig (Abb. 2.9) und die daraus resultierende Potentialverteilung ist nach dieser exakten Theorie derselbe wie oben beschrieben: im Wesentlichen ergibt sich für $v_d \leq v_{the}$ eine Aufweitung bzw. Einengung des Resonanzkegels (Abb. 2.10).

Die reale Überlagerung von thermischen und Drifteffekten auf den Resonanzkegel ist eines der Themen der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit.

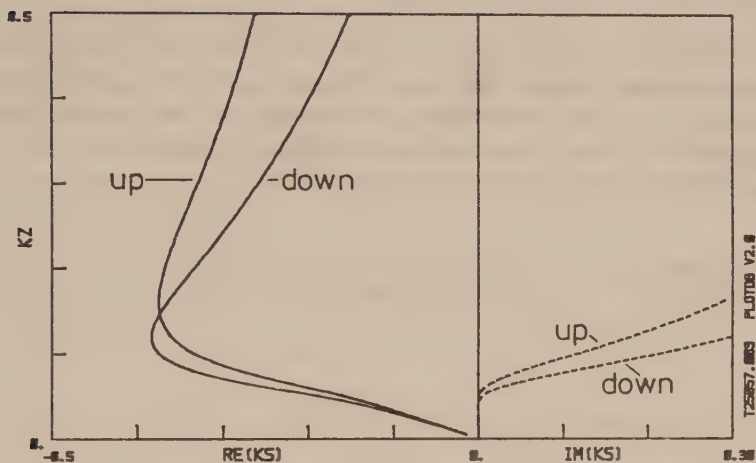


Abb. 2.9: Der Dispersionszweig des driftenden Plasmas nach der kinetischen Theorie.

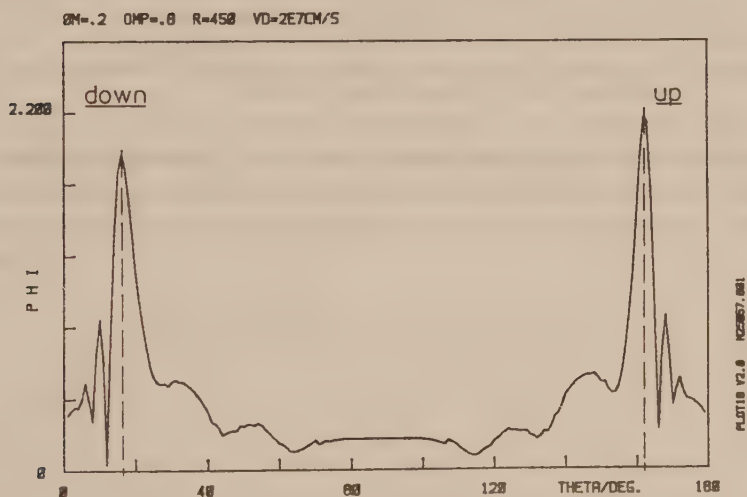


Abb. 2.10: Der Resonanzkegel im driftenden Plasma nach der kinetischen Theorie.

2.4.2 Resonanzkegel im Strahl-Plasma System

Im Rahmen der kinetischen Theorie kann über die dargestellten Plasmabedingungen hinaus eine weitere Klasse von Verteilungsfunktionen behandelt werden: die Strahl-Plasma-Verteilungen. In Abb. 2.11 sind zwei exemplarische Formen einer solchen Verteilung dargestellt, ein Strahl-Plasma System und eine "tail"-Verteilung:

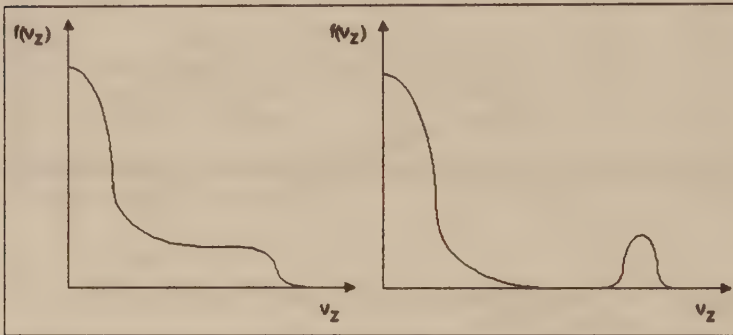


Abb. 2.11: Zwei exemplarische Strahl-Plasma Verteilungsfunktionen: tail-Verteilung (links), beam-Plasma (rechts).

Solche Verteilungsfunktionen können durch eine Überlagerung mehrerer verschobener Maxwell-Verteilungen approximiert werden (Abb. 2.12) /2.15/:

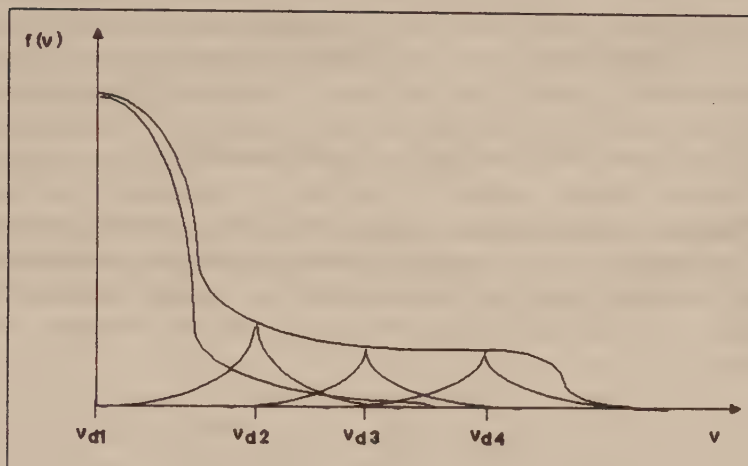


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der Modellierung einer tail-Verteilung durch 4 untereinander verschobene Maxwell-Verteilungen ($v_{d1..4}$: Driftgeschwindigkeiten der einzelnen Komponenten)

Der besondere Vorteil dieser Approximation liegt darin, daß durch eine einfache Erweiterung die bekannte kinetische Darstellung des Dispersionszweiges auch auf diese Fälle anwendbar wird: in Glg. (2.20) wird dazu eine Summation (j) über die verschiedenen Maxwell-Verteilungen eingeführt:

$$0 = D(k_{\perp}^2, k_{\parallel}) = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 + \sum_j \frac{\omega_{pej}}{\omega_c e \Gamma_{cej}^2} \cdot \exp(-\lambda_j) \quad (2.48)$$

$$\cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\lambda_j)^n (1 + \xi_{0j} Z(\xi_{nj}))$$

mit:

$$\lambda_j = k_{\perp}^2 r_{cej}^2, \quad \xi_{nj} = \frac{\omega - n\omega_{ce} - k_{\parallel} v_{dj}}{k_{\parallel} v_{thej}} \quad (2.49)$$

$$v_{thej} = (2k_B T_e / m_e)^{1/2}, \quad r_{cej} = v_{thej} / (\omega_{ce} \sqrt{2})$$

Die Kenngrößen der Strahlanteile werden üblicherweise auf die Parameter des Hintergrundplasmas normiert /2.8/. Für die Wellenzahl k führen wir eine Normierung durch den Gyrationradius r_{ce1} ein, und schreiben die Größen ω und ω_{pe} in Einheiten von ω_{ce} , so daß die Darstellung dann lautet:

$$0 = D(k_{\perp}^2, k_{\parallel}) = 1/r_{ce1}^2 \left[k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 + \sum_j \alpha_j \frac{\Omega_{pe}^2}{v_{thej}^2} \cdot \exp(-k_{\perp}^2 v_{thej}^2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (I_n(k_{\perp}^2 v_{thej}^2) (1 + \xi_{oj} Z(\xi_{nj}))) \right] \quad (2.50)$$

Hier sind:

$$\alpha_j = n_j / \sum_j n_j, \quad v_{thej} = \frac{v_{thej}}{v_{the1}} \quad (2.51)$$

$$\xi_{nj} = \frac{\Omega - n - k_{\parallel} \sqrt{2} v_{dj}}{k_{\parallel} \sqrt{2} v_{thej}}, \quad v_{dj} = \frac{v_{dj}}{v_{the1}}$$

In der in Abb. 2.12 dargestellten Näherung sind wir somit in der Lage, eine gewisse Klasse von Nichtgleichgewichtsverteilungen mit den bisher erarbeiteten mathematischen Methoden kinetisch zu behandeln, nämlich solche, die kein Anwachsen der Testwelle hervorrufen. Die Tragweite dieses Modells ist ein weiteres Thema der experimentellen Untersuchungen.

Man kann diese Form der Dispersionsrelation auch dazu benutzen, den Einfluß der Ionenbewegung auf den Resonanzkegel zu untersuchen, indem

man einen der (j-) Anteile an der Gesamtverteilung der Ladungsträger als Ionenkomponente betrachtet. Dazu müssen lediglich alle Parameter, die die Masse enthalten, umgeschrieben und die thermischen Geschwindigkeiten entsprechend berücksichtigt werden. Eine solche Analyse zeigt, daß im Frequenzintervall $\omega_{uh} \leq \omega \leq \omega_{ce}$ (ω_{uh} ist die untere Hybridfrequenz, $\omega_{uh} = (\omega_{ci} \cdot \omega_{ce})^{1/2}$) der Ionenanteil erst für einfache Protonen mit zehnfacher Elektronentemperatur relevant wird. Man kann so sicher rechtfertigen, daß unter den Bedingungen, wie sie bei den meisten derzeit untersuchten Plasmen auftreten, die Ionenbewegung bei Messungen in diesem Frequenzbereich nicht berücksichtigt werden muß.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Die sich aus der Zielsetzung dieser Arbeit ergebenden experimentellen Untersuchungen erstrecken sich über den Einsatz der Resonanzkegelmethode in zwei verschiedenen nichtthermischen Plasmasituationen. Im Hinblick darauf müssen an den Aufbau des Experiments eine Reihe von Anforderungen gestellt werden:

1. Das Grundplasma soll eine thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen aufweisen, damit die im letzten Kapitel vorgestellte kinetische Theorie, die auf einer Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeit beruht, anwendbar ist. Um die Überlagerung von thermischen und nichtthermischen Effekten beobachten zu können, muß die Elektronentemperatur dabei einige eV erreichen, das Plasma also relativ heiß sein.
2. Die Plasmasäule muß einen hinreichend großen Durchmesser haben, so daß die räumliche Variation der Plasmamparameter entlang eines Resonanzkegels bei einem Antennenabstand von $r \geq 200 r_{ce} \approx 0(3\text{cm})$ vernachlässigbar ist.
3. Die Größe des Vakuumgefäßes muß so gewählt sein, daß Reflexionen der ausgestrahlten Testwelle in das Nachweisvolumen hinein ausgeschlossen sind.
4. Das Plasma darf einen nur geringen Grad an Fluktuationen aufweisen, damit Testwellen empfindlich nachgewiesen werden können.

Zur Erzeugung eines Plasmas, das diese Bedingungen erfüllt, wurde für diese Untersuchungen eine Doppelplasmaapparatur aufgebaut. Der Aufbau ist insgesamt 4m lang und besteht prinzipiell aus zwei getrennten Kammern: dem Erzeugungs- und dem Untersuchungsvolumen. Beide Kammern sind aus Edelstahl gefertigt. Das Gesamtsystem wird mit Hilfe zweier Turbomolekularpumpen mit zugehörigen Drehschieber-Vorpumpen evakuiert, wobei ein Enddruck von 0.6 mPa erreicht wird. Als Arbeitsgas wurde für die vorliegenden Untersuchungen Argon gewählt, um Effekte der Ionendynamik sicher vernachlässigen zu können. Der Arbeitsdruck der Apparatur beträgt je nach Betriebsart 0.1 Pa bzw. 25 mPa und wird als Gleichgewichtsdruck im

permanen Durchstrombetrieb gehalten. Über ein schnelles piezoelektrisches Ventil wird der Gaszufluß automatisch nach Vorgabe eines Soll-drucks geregelt. Zur Messung des Drucks dient ein Ionisationsmanometer.

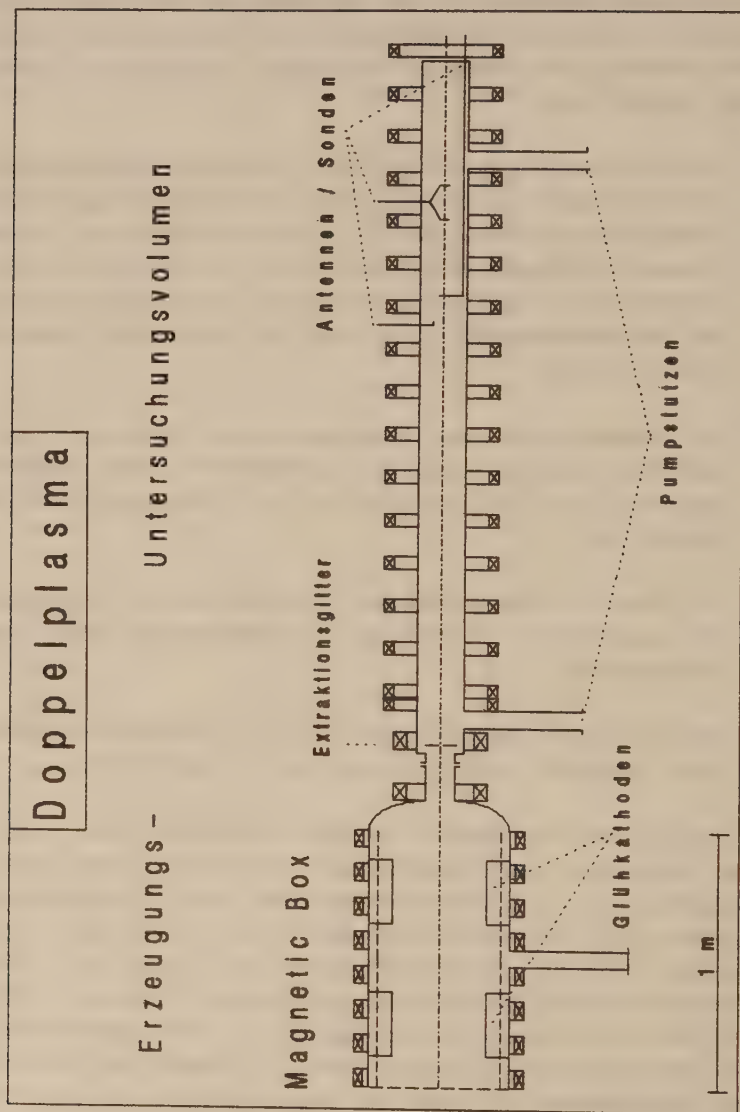


Abb. 3.1: Die Doppelplasmaapparatur.

3.1 Die Plasmaerzeugung

Das Plasma wird durch eine Gleichstromentladung erzeugt, die in einer "Magnetic Box"-Anordnung /3.1/ betrieben wird (Abb. 3.2). Die wesentlichen Komponenten dieser Anordnung sind 10 Glühkathoden der Länge von jeweils 28 cm, eine Gitteranode, ausgeführt als Mantelfläche eines Zylinders mit der Länge 85 cm und dem Radius 40 cm, und ein System von 2160 Permanentmagneten.

Das Funktionsprinzip einer Magnetic Box-Entladung ist das folgende: Aus dem System von Glühkathoden werden im stationären Betrieb Primärelektronen thermisch emittiert. Diese Elektronen werden in dem elektrischen Feld zwischen den Kathoden und einer großflächigen Anode beschleunigt, die Beschleunigungsspannung beträgt etwa das Zweifache der Ionisationsenergie des Arbeitsgases. Die Beschleunigung ist in diesem Experiment radial nach außen gerichtet. Dabei erreichen die Primärelektronen das magnetische Spiegelfeld der Permanentmagnete, die außen auf die Edelstahwand des Vakuumgefäßes aufgeklebt sind. In diesem Feld werden die Elektronen zurück in das Erzeugungsvolumen reflektiert und können auf die Weise ein Mehrfaches der freien Weglänge zwischen zwei ionisierenden Stößen im Plasma zurücklegen. So erreicht man eine effektive Plasmaerzeugung. Die Einschlußwirkung der Permanentmagnete auf die thermischen Plasmateilchen ist weniger effektiv /3.2/.

Die technische Ausführung der drei wesentlichen Elemente der "Magnetic Box" ist wie folgt: Die zehn Kathoden bestehen aus Wolfram - Drähten mit einem Durchmesser von 0.2 mm und einer Länge von 28 cm. Sie werden direkt elektrisch geheizt. Zur Erhöhung der thermischen Emissivität werden die Drähte mit einer Barium-Strontium-Carbonat- Schicht überzogen. Als Bindemittel der Komponenten dient Schießbaumwolle. Während eines Formierungsprozesses /2.2/ werden die Carbonate in Oxide umgewandelt. Diese Schicht weist eine Austrittsarbeit für Elektronen von 1.5 eV /3.3/ auf. Die Beschichtung hat eine endliche Lebensdauer, die vor allem durch das Belüften des Entladungsgefäßes begrenzt ist. Die dabei in die Schicht eindringende Luftfeuchtigkeit erzeugt nicht emittierende Hydroxide. Die Kathodendrähte sind parallel an die Heizstromversorgung angeschlossen, um große Spannungsabfälle im Plasmavolumen zu vermeiden. Die Heizleistung liegt bei 250 W, womit eine Oberflächenemperatur von 1070 K erreicht wird.

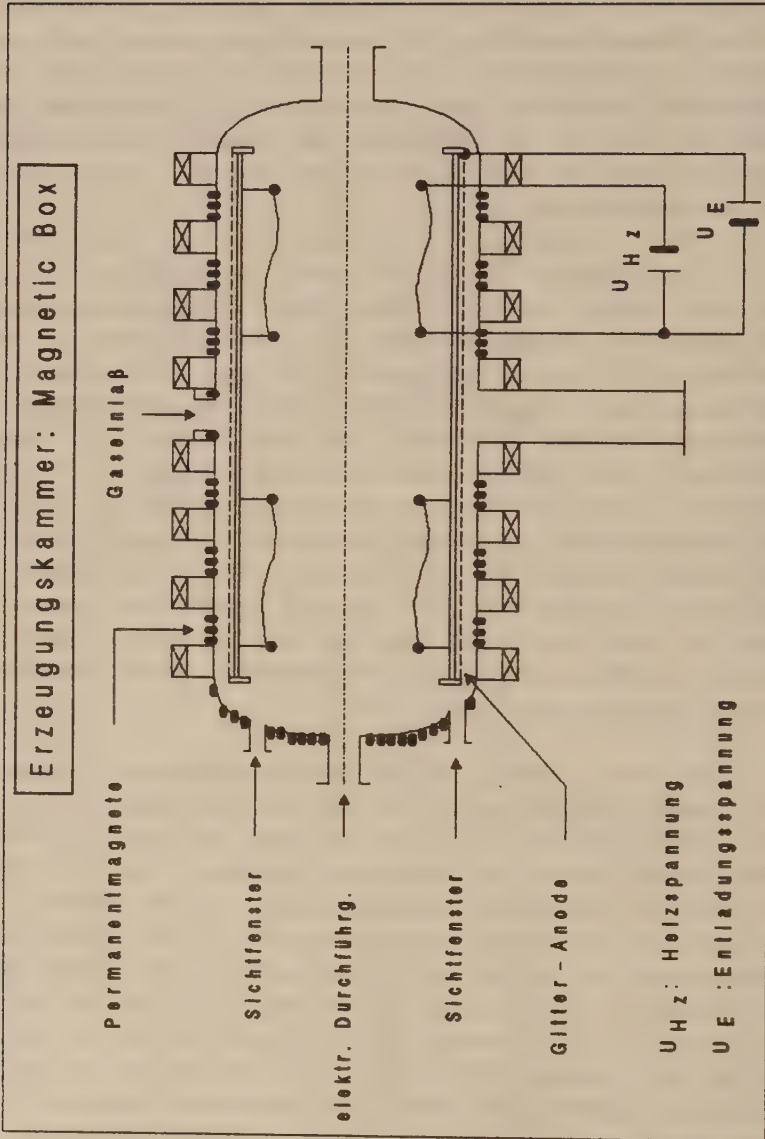


Abb. 3.2: Die "Magnetic Box"-Anordnung

Die Anode der Entladung besteht aus einem feinen Edelstahlgitter mit einer Drahtstärke von 0.2 mm und einer Maschenweite von 2 mm. Das Gitter bildet die Mantelfläche des zylindrischen Gestells, das die Kathodendrähte trägt. Bei einer Entladungsspannung von 28 bis 40 Volt wird ein Entladungsstrom von bis zu 6 A erreicht, wobei die notwendige Spannung von der Qualität der Kathodenbeschichtung abhängt. Der Strom wird konstant geregelt. Es bildet sich innerhalb des durch die Anode bestimmten Volumens eine optisch homogene Entladung aus.

Das Hauptelement einer "Magnetic Box" ist das System von Permanentmagneten. Die 2160 Ferritmagnete an dieser Apparatur sind auf der Mantelfläche der zylindrischen Kammer in 36 Reihen zu je 48 Magneten und auf der Deckelseite in ebenfalls 36 Strahlen zu jeweils 12 Stück angeordnet. Die Polarität der Magnete ist innerhalb jeder Reihe gleich und wechselt von Reihe zu Reihe. Auf diese Weise entsteht ein Multipol hoher Ordnung, dessen resultierendes Feld mit der Potenz der Ordnung des Multipols bei zunehmenden Abstand abfällt. Bei einer Entfernung von 6cm von der Oberfläche kann das Permanentfeld bereits vernachlässigt werden /2.2/. Die reihenförmige Anordnung führt zu so genannten "line cusps", deren Einschlußverhalten für die Primärelektronen günstiger ist, als das von "point cusps", die bei einer kreuzweise wechselnden Orientierung der magnetischen Pole entstehen /3.1/.

Die Magnete sind, anders als üblich /2.2, 3.1, 3.4/, aus zwei Gründen von außen auf die Wand des Vakuumgefäßes aufgeklebt: erstens sind sie so vor der Wärmeabstrahlung der Glühkathoden geschützt und können so etwas oberhalb der Raumtemperatur, d.h. weit unterhalb ihres Curie-Punktes gehalten werden. Zweitens wird so die abzupumpende Oberfläche im Rezipienten sehr viel kleiner als bei einer Befestigung innerhalb des Vakuumgefäßes. Als Nebeneffekt erhält man ein größeres effektives Plasmavolumen. Nachteile dieser Anordnung gegenüber einer früher benutzten mit innen befindlichen Magneten /2.2/ konnten nicht beobachtet werden.

Dem Plasma der "Magnetic Box" kann mittels 8 großer Kupferdrahtspulen ein gleichförmiges axiales Magnetfeld mit einer Stärke von bis zu 6.3 mT überlagert werden. So können in der Box Resonanzkegel erzeugt

und zur Diagnostik der Entladung benutzt werden. Das axiale Magnetfeld ist auch für einen optimalen Übergang des Plasmas in das eigentliche Untersuchungsvolumen von Bedeutung.

3.2 Das Targetplasma

Durch einen Übergangsflansch ist die Erzeugungskammer mit dem Untersuchungsvolumen verbunden. Dieser Teil des Aufbaus besteht aus einem Edelstahlrohr, das eine große Anzahl von Flanschen aufweist. Das Rohr ist 2.80 m lang und hat einen Innendurchmesser von 15 cm. Über die beiden großen Flansche an den Enden des Rohres wird die Kammer evakuiert, die kleineren Flansche tragen die Sonden- und Antennendurchführungen oder Sichtfenster. Ein Querschnitt des Rohres ist jeweils von drei Seiten her zu erreichen, so daß die Möglichkeit besteht, gleichzeitig bis zu drei Sonden oder Antennen an eine axiale Position des Plasmas zu führen. Der hintere Deckelflansch ist auswechselbar und trägt - je nach Betriebsweise - eine ebene Elektrode zur Erzeugung der Plasmadrift oder eine thermische Elektronenstrahlkathode. Bei der Benutzung der Strahlkathode wird das Untersuchungsgefäß durch ein 35 cm langes, doppelwandiges und wassergekühltes Endstück verlängert, um den größten Teil der Strahlungswärme kompensieren zu können. Beide Endflansche ermöglichen die Durchführung einer axial verschiebbaren Sonde.

Das zum Plasmaeinschluß benötigte axiale Magnetfeld wird von 32 wassergekühlten Kupferspulen erzeugt, die so angebracht sind, daß ein möglichst homogenes Magnetfeld entsteht. Bei der Benutzung der Strahlkathode werden auf der Höhe des Zusatzflansches zwei zusätzliche Spulen eingesetzt. Zwei weitere Kupferspulen am Übergangsflansch zwischen Erzeugungs- und Untersuchungskammer sind wichtig für die Anpassung des Plasmas an das Untersuchungsvolumen. Der axiale Verlauf der z-Komponente der Magnetfeldstärke wurde mit einem Gaußmeter ausgemessen und zusätzlich numerisch berechnet. Das Ergebnis der Rechnung (Abb. 3.3) stimmt mit dem gemessenen Verlauf der Magnetfeldstärke überein.

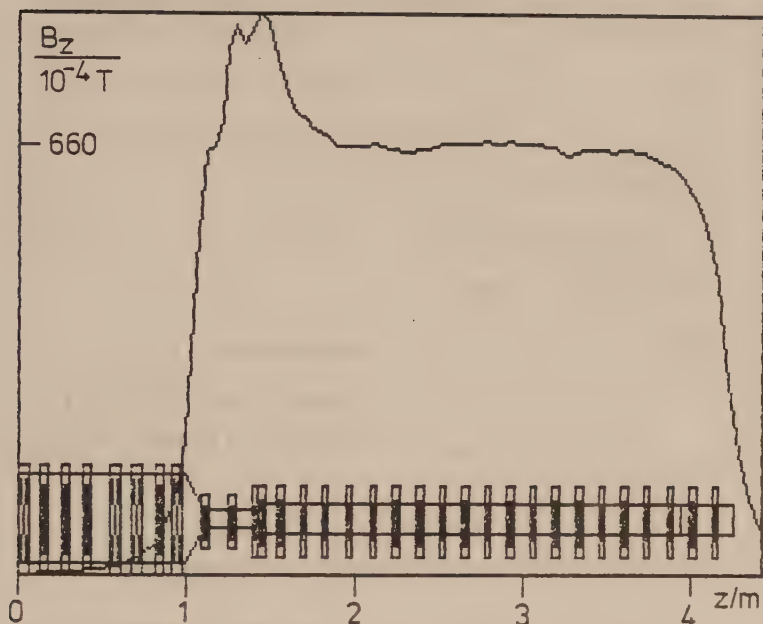


Abb. 3.3: Berechneter Verlauf der axialen Magnetfeldstärke

Die Plasmaerzeugung im Untersuchungsvolumen basiert auf einer durch Strahl-Plasma-Wechselwirkung getriebenen Hochfrequenzentladung: die Entladung in der Erzeugungskammer dient als Plasmakathode, aus der mittels eines Gitters ein Elektronenstrahl in das Untersuchungsvolumen extrahiert wird (Abb. 3.4). Am Anfang des Untersuchungsraumes findet nun eine Wechselwirkung dieses Elektronenstrahls mit einem dünnen Plasma statt, das durch Stoßionisation der Strahlelektronen erzeugt wird. Im Verlauf dieser Wechselwirkung kommt es zu einer turbulenten Aufheizung der Elektronen und zu zusätzlicher Ionisation des Gases.

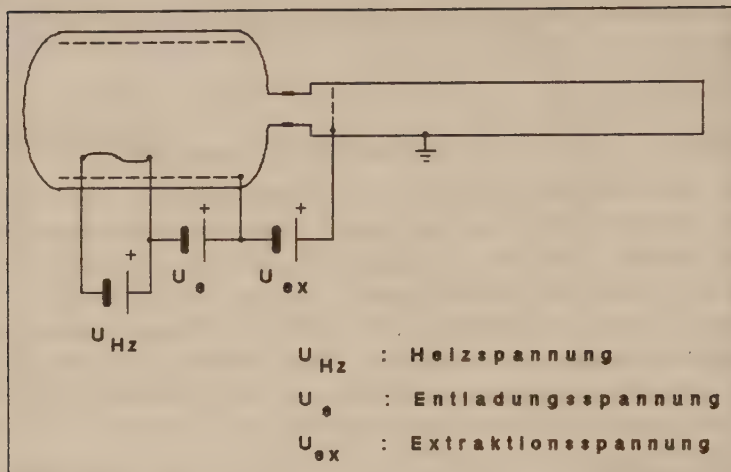


Abb. 3.4: Elektrische Schaltung zur Erzeugung des Doppelplasmas

Das gesamte Plasma thermallisiert nun bei weiterer Ausbreitung in das Untersuchungsvolumen sehr schnell, so daß die Energieverteilung der Elektronen im Hauptteil der Untersuchungskammer einer Gleichgewichtsverteilung entspricht. Durch diese Art der Erzeugung wird die gewünschte hohe Temperatur des Targetplasmas erreicht.

Die Einkopplung der Primärentladung in die Untersuchungskammer wird durch eine Überhöhung der Magnetfeldstärke im Übergangsbereich unterstützt. Diese Überhöhung wird durch den Einsatz der oben erwähnten Übergangsspulen und durch das Zusammenschieben zweier "regulärer" Spulen erreicht. Die erforderliche elektrische Stromstärke zur Erzeugung des Übergangsfeldes sowie die optimale Positionierung der Übergangsspulen müssen empirisch ermittelt werden.

Erzeugungs- und Untersuchungskammer sind durch den Einbau eines Teflonringes voneinander elektrisch isoliert, und die Erzeugungskammer wird auf floatendem Potential gehalten. Auf diese Weise erzielt man in beiden Teilen der Apparatur ein Plasma, das ruhig ist im Vergleich zu dem

Zustand, den man bei einer elektrisch leitenden Verbindung der beiden Kammern erreichen kann /3.4/. Damit ist eine empfindliche Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens von Testwellen unbeeinflusst von störenden Plasmafluktuationen möglich.

4. PLASMADIAGNOSTIK

Zur unabhängigen Bestimmung der Plasmaparameter werden bei diesem Experiment ausschließlich Methoden eingesetzt, die mit der Verwendung von Sonden bzw. Antennen verbunden sind. Dazu gehören: Die Langmuir-Sonde in verschiedenen Ausführungen und mit unterschiedlichen Auswertverfahren, ein elektrostatischer Energianalysator und Antennen zur Einkopplung und zum Nachweis von Testwellen für die Resonanzkegeldiagnostik des thermischen Plasmas. Alle Verfahren können sowohl beim stationären Plasmabetrieb als auch bei gepulsten Vorgängen zeitaufgelöst verwendet werden. Die Sonden und Antennen sind durch den Einbau von Vakuumdurchführungen in verschiedenen Richtungen motorisch verstellbar, so daß die Parameter zusätzlich auch ortsaufgelöst gemessen werden können. Elektrische Wegaufnehmer ermöglichen ortsaufgelöste Darstellungen der Meßsignale und reproduzierbare Positionierungen der Sonden. Wegen der großen Anzahl von Vakuumflanschen ist beinahe das gesamte Untersuchungsvolumen für Sonden zugänglich.

4.1 Diagnostik mit Sonden

Elektrostatische Sonden werden an diesem Experiment hauptsächlich zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur eingesetzt. Es kommen Sonden mit zylindrischer Spitze sowie solche mit ebener Sondenfläche für richtungsspezifische Messungen zum Einsatz. Der mechanische Aufbau ist dabei prinzipiell ähnlich: Der Innenleiter der Sonde besteht aus einem dünnen Draht ($r_s=0.2$ mm), dessen Spitze im Fall der Zylindersonde auch die Sondenfläche ausmacht. Dieser Innenleiter wird zunächst mit einem keramischen Isolerröhrchen und anschließend mit einem Edelstahl-Außenleiter überzogen. Dieser Außenleiter schirmt den Sondendraht gegen elektrische Störungen aus dem Plasma ab. Zur Isolation wird ein zweites Keramikröhrchen über den Außenleiter geschoben. Um die Störung des Plasmas durch die Sonde zu minimieren, muß der gesamte Aufbau so klein wie möglich gehalten werden. Der Außendurchmesser der hier verwendeten Sonden liegt bei typischerweise 3 mm. Bei einer ebenen Sonde wird als Sondenfläche eine kleine metallische Scheibe am Innenleiter befestigt. Diese Scheibe wird so in einen keramischen Isolator eingebettet, daß nur eine

Kreisfläche Kontakt mit dem Plasma hat. Der Durchmesser der Scheibe beträgt 2-3 mm.

Je nach gewünschtem Einsatz wird die Sonde nun unterschiedlich gegenüber einer Referenzelektrode vorgespannt. Als Referenzelektrode wird dabei bei allen Meßaufbauten das Extraktionsgitter gewählt, da diese Elektrode den besten Kontakt mit dem Plasma aufweist. Eine variable, bipolare Vorspannung ermöglicht die Aufnahme einer kompletten Sondenkennlinie, aus der Elektronendichte und -temperatur bestimmt werden können. Unter der Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger erhält man die Plasmadichte aus dem Ionensättigungsstrom der Zylindersonde gemäß:

$$(4.1) \quad n_e = \frac{I_{Is}}{e F_{eff}} \cdot (2 \pi m_i / k_b T_e)^{1/2}$$

Hierbei sind: I_{Is} : Ionensättigungsstrom, e : Elementarladung, m_i : Ionenmasse und k_b : Boltzmannfaktor. Der Faktor F_{eff} berücksichtigt eine effektive Sondenfläche, die durch die gekrümmten Bahnen der Ionen im Magnetfeld bestimmt ist. Dieser Effekt wird in einem Auswerteverfahren nach Laframboise quantifiziert [4.1]. Der Ansatz berücksichtigt die Ionenmasse und -temperatur, die Elektronentemperatur und die geometrischen Abmessungen der Sonde. Die Elektronentemperatur kann - unabhängig von der Sondengeometrie - aus der Steigung des Elektronenanlaufstroms bestimmt werden, wobei im Fall einer ebenen Sonde nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Sondenfläche berücksichtigt wird. Bei Annahme einer Maxwell-Verteilung ergibt sich mit zunehmender positiver Vorspannung der Sonde ein logarithmischer Anstieg des Elektronenstroms:

$$(4.2) \quad \frac{k_b T_e}{e} = \left(\frac{\partial}{\partial \Phi_s} (\ln I_e(\Phi_s)) \right)^{-1}$$

Die mit diesem Verfahren bestimmten Werte von n_e und $k_b T_e$ sind jedoch mit prinzipiellen Unsicherheiten behaftet. Hinsichtlich der Dichte ist die Unsicherheit auf die ungenaue Kenntnis der effektiven Sondenfläche zurückzuführen. Eine bessere Sondentheorie müßte hier die sehr komplexen, potentialabhängigen Bahnen der Ladungsträger in der Grenzschicht zwischen Plasma und Sonde exakt berücksichtigen. Wenn man

Die zeitaufgelösten Messungen werden mit Hilfe eines Boxcar-Averagers durchgeführt. Dabei wird eine dem Sondenstrom proportionale Spannung während einer frei wählbaren Meßzeit registriert und gemittelt. Die Position des Meß-"fensters" kann bezüglich eines internen oder externen Triggerereignisses fest oder variabel eingestellt werden. Das Ausgangssignal kann anschließend noch über mehrere Meßperioden gemittelt werden. Die abschliessende Aufzeichnung der Meßwerte sowie die Auswertung der Sondenkennlinie wird in beiden Fällen mittels eines Rechners vorgenommen.

Wenn man den Elektronenanlaufstrom der elektrostatischen Sonde als 1. Moment der Verteilungsfunktion darstellt, wird eine weitere Anwendung der Sondenmethode ersichtlich. Im eindimensionalen Fall, in dem man nur den Teilchenstrom mit der Komponente in z-Richtung berücksichtigen muß, lautet diese Darstellung:

$$(4.3) \quad I_s(U_s) = -Fe \cdot \int_{v_{z,min}}^{\infty} dv_z \, v_z f(v_z)$$

mit $U_s := \phi_p - \phi_s > 0$ und:

$$(4.4) \quad v_{z,min}(U_s) = (2eU_s/m_e)^{1/2}$$

$v_{z,min}$ ist die untere Grenzggeschwindigkeit, die zum Überwinden der Potentialbarriere zwischen dem Plasmapotential, ϕ_p , und dem Sondenpotential ϕ_s aufgebracht werden muß. Die erste Ableitung des Elektronenstroms (4.3) nach dem Sondenpotential kann gemäß folgender Regel gebildet werden:

$$(4.5) \quad \frac{d}{dx} \left(\int_{a(x)}^{b(x)} g(x,y) dy \right) = \int_{a(x)}^{b(x)} \frac{d}{dx} g(x,y) dy - \frac{da(x)}{dx} g(x,a(x)) + \frac{db(x)}{dx} g(x,b(x))$$

Bei ihrer Anwendung (4.5) auf den Ausdruck für den Elektronenanlaufstrom (Glg. 4.3) entfällt der erste Term, da der Integrand nicht von der Potentialdifferenz U_s abhängt. Der dritte Term liefert ebenfalls keinen Beitrag.

da erstens die obere Integralgrenze keine Funktion von U_s ist und zweitens jede physikalisch "vernünftige" Verteilungsfunktion für $v \rightarrow \infty$ den Wert 0 annimmt. Somit erhält man als die erste Ableitung des Sondenstroms im Elektronenanlaufbereich die Verteilungsfunktion in z -Richtung auf einer quadratischen (Spannungs-) Skala.:

$$(4.6) \quad \frac{dI_e(u_s)}{dU_s} = \frac{e^2 F}{m_e} f(v_z = \left(\frac{2eU_s}{m_e} \right)^{1/2})$$

Die Voraussetzung, daß der Teilchenstrom aus nur einer Richtung die Sondenoberfläche erreicht ist bei einer ebenen, einseitig offenen Sonde im stark magnetisierten Plasma gegeben. Die Sondenfläche muß dabei senkrecht zur Magnetfeldrichtung stehen. Dann erreichen nur solche Elektronen die Sondenoberfläche, die sich in einer engen Flußröhre entlang einer Magnetfeldlinie auf die Sonde zu bewegen.

Im Fall einer isotropen Geschwindigkeitsverteilung kann man die Verteilungsfunktion mit Hilfe einer Kugel- oder einer Zylindersonde bestimmen. Wegen der zusätzlichen Grenzbedingung eines potentialabhängigen Mindestwinkels, den die Elektronen zum Erreichen der Sonde benötigen, liefert in diesem Fall die zweite Ableitung der Sondenkennlinie die gesuchte Verteilungsfunktion /4.2, 4.3/.

Da der Ionensättigungsstrom einer Zylindersonde im magnetisierten Plasma nicht von der Elektronentemperatur abhängt /4.1/, ist die Fluktuation des Ionensättigungsstroms proportional zur Variation der Ionendichte. Auf diese Weise kann man mit Hilfe einer Sonde z.B. Fluktuationen im niederfrequenten Bereich der Ionenwellen untersuchen.

Eine dritte Anwendungsmöglichkeit von Sonden besteht darin, in einem hochohmigen Meßkreis die Sonde stromlos zu halten und durch eine Spannungsmessung ihr Floatingpotential zu bestimmen. Aus diesem läßt sich über eine Korrektur die Größe des Plasmapotentials leicht abschätzen /4.4/:

$$\begin{aligned}
 \phi_p &= \phi_r + \frac{k_b T_e}{e} \cdot - (1 + \ln \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)) \\
 (4.7) \\
 &= \phi_r + 5.88 \frac{k_b T_e}{e} \quad \text{für } A^+ \text{-Ionen}
 \end{aligned}$$

Eine solche Messung des Plasmapotentials ist in den vielen Fällen, in denen der Übergang vom Elektronenanlaufgebiet der Sondenkennlinie in das Sättigungsgebiet nur sehr undeutlich ist, zuverlässiger als eine Bestimmung aus der Sondencharakteristik. Man kann so die räumliche Variation des Plasmapotentials aber auch seine hochfrequenten zeitlichen Schwankungen leicht ausmessen. Diese Methode wird angewandt, um Plasmaschwingungen im Frequenzbereich der Elektronenwellen nachzuweisen. Generell muß dazu die Sondenspitze kleiner sein als die zu messende Wellenlänge. Über die theoretische oder empirische Bestimmung des hochfrequenten Reflexionsfaktors einer Sonde ist es darüberhinaus möglich, HF-Potentiale im Plasma absolut zu bestimmen /4.5/.

4.2 Digitale Korrelationsanalyse

Während man mit Hilfe einer Sonde Aussagen über das Frequenzspektrum und über die räumliche Amplitudenverteilung einer fluktuierenden Größe im Plasma erhalten kann, ermöglicht der Einsatz zweier räumlich getrennter Sonden auch die Bestimmung lokaler und gemittelter Wellenzahlen, k . Dazu werden die Signale der beiden Sonden (die je nach Vorspannung Dichte- oder Potentialfluktuationen proportional sind) einer Korrelationsanalyse unterzogen. Im Zuge der immer besser werdenden Zugriffsmöglichkeiten auf schnelle Rechner und digitale Transientenspeicher wird diese Analyse immer häufiger numerisch durchgeführt. Die Vorgehensweise dabei ist folgende /4.6/: Zunächst werden die Signale beider Sonden nach geeigneter Verstärkung und Filterung mittels eines Transientenrekorders digitalisiert und abgespeichert. Bei diesem ersten Schritt muß das Samplingtheorem beachtet werden /4.7/, das vorschreibt, daß periodische Signale einer Periodenlänge T in Intervallen mit einer Mindestlänge $\Delta t = T/2$ abgetastet werden müssen. Die so definierte höchste Frequenz, die ein Transientenspeicher mit einer Abtastfrequenz f_s gerade noch auflösen kann, heißt Nyquistfrequenz, f_N , und es gilt $f_N = f_s/2$. Nachdem der Rekorder eine Messung ausgeführt hat,

werden die zwischengespeicherten Daten einem Rechner übergeben, der die weitere Verarbeitung durchführt. Der Rechner überlagert dem Meßsignal zunächst ein Zeitfenster, damit bei der folgenden Fourier Transformation ("Fast Fourier Transformation", FFT) Seitenbänder, die aufgrund der rechteckförmigen Speicherfunktion entstehen, wirksam unterdrückt werden. Die hier benutzte Fensterfunktion ist ein $\cos^2$ -förmiges Hanning-Fenster, gegeben durch /4.8/:

$$(4.8) \quad F_H(t) = 0.5(1 - \cos(2\pi t/T))$$

Nach der Fourier-Transformation liegen die Signale Φ_1 und Φ_2 der beiden um den Abstand Δx getrennten Sonden in ihrer diskreten Fourier-Darstellung vor:

$$(4.9) \quad \Phi(x, t) = \sum_{j=1}^N \Phi(x, \omega_j) \exp(i\omega_j t)$$

Die Größen Φ sind die Amplituden der N Fourier-Komponenten, wobei die Zahl N gleich der halben Anzahl der Kanäle des Transientenspeichers ist. Dies arithmetische Mittel über die M Einzelmessungen der Signalzüge ersetzt hier den Erwartungswert /4.6/. Dem physikalischen Begriff der Leistung in einem der diskreten Frequenzintervalle entspricht die spektrale Leistungsdichte des Sondensignals:

$$(4.10) \quad S_1(\omega_j) = \frac{1}{M} \cdot \sum_{l=1}^M \Phi^*(x, \omega_j) \cdot \Phi(x, \omega_j)$$

$$S_2(\omega_j) = \frac{1}{M} \cdot \sum_{l=1}^M \Phi^*(x + \Delta x, \omega_j) \cdot \Phi(x + \Delta x, \omega_j)$$

Im nächsten Schritt der statistischen Analyse berechnet der Computer die spektrale Kreuzleistungsdichte $H(\Delta x, \omega_j)$ der Signale gemäß der Vorschrift

$$(4.11) \quad H(\Delta x, \omega_j) = \frac{1}{M} \cdot \sum_{l=1}^M \Phi^*(x, \omega_j) \cdot \Phi(x + \Delta x, \omega_j)$$

Die spektrale Kreuzleistungsdichte ist eine komplexe Größe, $H(\Delta x, \omega_j) = C(\Delta x, \omega_j) + iQ(\Delta x, \omega_j)$; der Betrag von $H(\Delta x, \omega_j)$ ist ein Maß für die statistische Abhängigkeit der beiden Signale. Normiert man die spektrale Kreuzleistungsdichte auf das Produkt der Leistungen beider Kanäle, so erhält man den Korrelationskoeffizienten, eine Zahl zwischen 0 und 1:

$$(4.12) \quad \gamma(\omega_j) = \frac{|H(\Delta x, \omega_j)|}{(S_1(\omega_j) \cdot S_2(\omega_j))^{1/2}}$$

Bei $\gamma(\omega_j) = 1$ besteht vollständige Korrelation der Signale im Frequenzintervall ω_j . $\gamma(\omega_j) = 0$ bedeutet, daß die beiden Signale voneinander vollkommen unabhängig sind.

Der Quotient aus Imaginärteil und Realteil der spektralen Kreuzleistungsdichte enthält die Information über die frequenzabhängigen Phasenunterschiede des Signals an den Orten x und $x + \Delta x$:

$$(4.13) \quad \Delta\varphi(\omega_j) = \tan^{-1}(Q(\Delta x, \omega_j)/C(\Delta x, \omega_j)) \quad -\pi \leq \Delta\varphi \leq \pi$$

Unter der Voraussetzung, daß der Abstand Δx zwischen den beiden Antennen kleiner als die halbe zu erwartende Wellenlänge ist, erhält man die lokale Wellenzahl der Fluktuation als:

$$(4.14) \quad k_1(\omega_j) = \Delta\varphi(\omega_j) / \Delta x$$

Diese lokale Wellenzahl ist das Analogon zur instantanen Frequenz eines Wellenzuges, die man aus der Fourier-Transformation eines kurzen Zeitsignales bestimmt.

Um von der lokalen Wellenzahl einer Fluktuation zu einer statistischen Dispersionsrelation, d.h. zu einer mittleren Wellenzahl für jedes der diskreten ω_j zu gelangen, wird im nächsten Schritt die Verteilungsfunktion der spektralen Kreuzleistungsbeträge im diskretisierten k -Raum berechnet. Diese Verteilungsfunktion trägt in der Literatur den Namen "bedingte spektrale Wellenzahldichte", $s_b(k_1|\omega_j)$ /4.6/. Sie wird berechnet, indem bei jeder der M Messungen die mittlere Leistung beider Meßkanäle (in jedem

Frequenzintervall) dem diskreten k -Intervall zugeordnet wird, das durch die lokale Wellenzahl jeder Einzelmessung bestimmt ist. In jedem k -Intervall wird die Leistung der entsprechenden Einzelmessungen aufaddiert, und es erfolgt anschließend eine Mittelung über die Anzahl der Einzelmessungen. Die bedingte spektrale Wellenzahldichte erhält man nach der Normierung dieser Verteilung auf die mittlere Leistung im gesamten k -Raum:

$$(4.15) \quad s_b(k|\omega_j) = S_b(k, \omega_j) / 0.5(S_1(\omega_j) + S_2(\omega_j))$$

wobei

$$(4.16) \quad S_b(k, \omega_j) = \frac{1}{M} \cdot \sum_{l=1}^m I(o, x_k)(k - k_l(\omega_j)) \cdot 0.5(S_1(\omega_j) + S_2(\omega_j))$$

und

$$(4.17) \quad I(o, h)(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \cdot h \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Aus dem 1. Moment der bedingten spektralen Wellenzahldichte kann nun die statistische Dispersionsrelation $\bar{k}(\omega_j)$ berechnet werden:

$$(4.18) \quad \bar{k}(\omega_j) = \sum_{m=-N_c/2}^{N_c/2} K_m s_b(k|\omega_j)$$

Hierbei ist $K_m = m \cdot \Delta k$ und $N_c = 2\pi / \Delta x \cdot \Delta k$ ist die Anzahl der Intervalle im k -Raum. Die Varianz der mittleren Wellenzahl, d.h. die Breite der Leistungsverteilung eines Frequenzintervalls im k -Raum für ein festes Frequenzintervall, entspricht dem 2. Moment:

$$(4.19) \quad \sigma_k^2(\omega_j) = \sum_{m=-N_c/2}^{N_c/2} (K_m - \bar{k}(\omega_j))^2 s_b(k|\omega_j)$$

Die Varianz der mittleren Wellenzahl ist mit dem oben definierten Korrelationsgrad verknüpft über /4.6/:

$$(4.20) \quad \sigma_k(\omega_j) = \frac{(2(1-\gamma(\omega_j)))^{1/2}}{\Delta x}$$

Die experimentelle Ausführung der Korrelationsmessungen wird in den Kapiteln über die Untersuchungen am driftenden Plasma bzw. am Strahl-Plasma näher beschrieben.

4.3 Ionenenergieanalysator

Zur Bestimmung der Energie der Ionen wurde ein elektrostatischer Energieanalysator benutzt. Dieser Analysator beruht auf dem gleichen Prinzip wie die ebene Langmuirsonde, d.h. es wird untersucht, welcher Ionenanteil in der Lage ist, aufgrund seiner thermischen Energie in einer Raumrichtung eine variable Potentialdifferenz zwischen dem Plasma und einem metallischen Kollektor zu überwinden. Zur Abschirmung der weitaus beweglicheren Elektronen dient eine negativ vorgespannte Gitterelektrode, wobei zu einer effektiven Abschirmung die Vorspannung so gewählt werden muß, daß $(\Phi_p - \Phi_g) > 3k_B T_i / e$ (Φ_g : Gitterpotential, T_i : Ionentemperatur) /4.9/. (Abb. 4.2).

Der mechanische Aufbau des Analysators entspricht dem bei /4.9/ beschriebenem - mit dem Unterschied, daß hier nur ein Gitter vorgesehen ist. Die Rolle der analysierenden Elektrode übernimmt somit der Stromkollektor. In Abhängigkeit von der Differenz zwischen Plasma- und Kollektorpotential, $U_c := \Phi_p - \Phi_c$, ist der elektrische Strom durch den Kollektor gegeben durch:

$$(4.21) \quad I(U_c) = F_c n_i q_i \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \quad v_z F(v_z) \\ (2q_i U_c / m_i)^{1/2}$$

(F_c : Kollektorfläche, q_i : Ionenladung), wobei vorausgesetzt ist, daß nur

Ionen mit einer z-Komponente den Kollektor erreichen können. Gehorcht die Geschwindigkeitsverteilung $F(v_z)$ einer Maxwellfunktion,

$$(4.22) \quad F(v_z) = \left(\frac{m_i}{2\pi k_b T_i} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{m_i v_z^2}{2k_b T_i} \right)$$

(m_i : Ionenmasse und T_i : Ionentemperatur) so hängt im Anlaufgebiet der Ionenstrom exponentiell von dem retardierenden Potential U_c ab.

$$(4.23) \quad I_e(u_c) = F_c n_i q_i \left(\frac{m_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{eU_c}{k_b T_i} \right)$$

Die Ionentemperatur folgt aus einer halblogarithmischen Auftragung als Steigung der Geraden in diesem Bereich der Charakteristik.

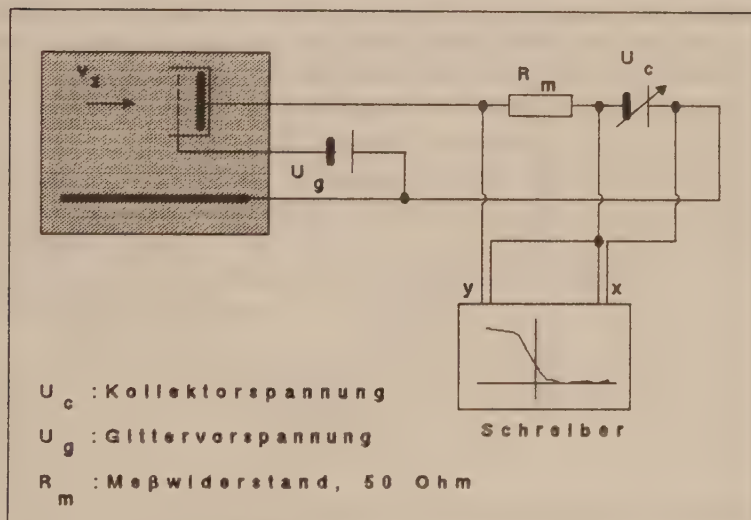


Abb. 4.2: Prinzip des elektrostatichen Energieanalysators

Da die zu erwartenden Ionenströme sehr klein sind, muß die Messung nach dieser Methode sehr sorgfältig durchgeführt werden. Allerdings ist dieses Verfahren einfacher als die Bestimmung der Ionentemperatur aus der

Dämpfung von Ionenschallwellen /2.7/ und zuverlässiger als die Katsumatasonde /z.B. 4.8/.

4.4 Resonanzkegeldiagnostik des thermischen Plasmas

Für die Diagnostik eines thermischen Plasmas hinsichtlich der Elektrodendichte und -temperatur hat sich die Resonanzkegelmethode als gut geeignet und zuverlässig bewährt /1.4, 2.2, 2.7/. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß es die Dispersionseigenschaften des ungestörten Plasmavolumens zwischen zwei Antennen ausnutzt. Insbesondere spielen bei diesem Verfahren Probleme einer Plasmarand- oder Übergangsschicht keine Rolle. Der einfachste Meßaufbau besteht aus einem Antennenpaar, das um eine gemeinsame Achse drehbar ist, einem HF-Sender und -Empfänger, und einem x,y-Schreiber (Abb. 4.3).

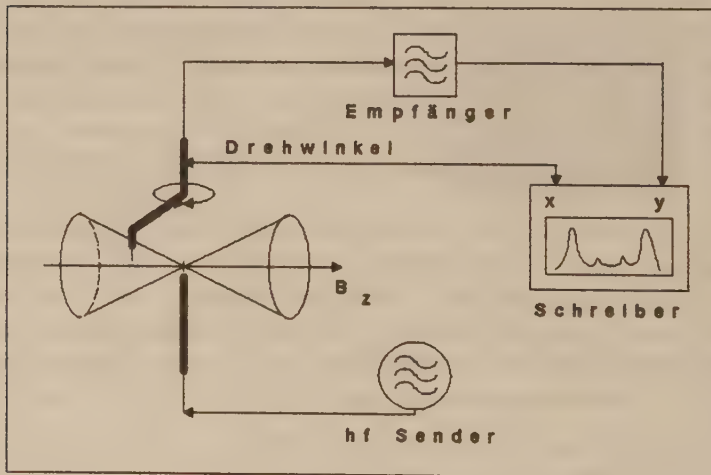


Abb. 4.3: Meßaufbau zur Resonanzkegeldiagnostik

Der eigentliche Meßvorgang besteht darin, die Amplitude oder den Betrag des Empfangssignals in Abhängigkeit vom Drehwinkel aufzuzeichnen. Um störende Reflexionen und Leistungsverluste des Testsignals zu vermeiden,

werden für den gesamten Meßaufbau nur solche Elemente verwandt, die einen Wellenwiderstand von 50 Ohm aufweisen. Das gilt sowohl für die Sende- und Empfangsgeräte, als auch für alle Verbindungen, die aus abgeschirmten Koaxialkabeln hergestellt werden. Die beiden HF- Antennen werden aus 50 Ohm- Kupfermantelkabeln gefertigt, die an ihrem Ende auf einer Länge von (5-7)mm abisoliert werden.

Als Sender eignen sich alle frequenzstabilen, frei einstellbaren Signalquellen mit einem Ausgangspegel um 10 dBm. Diese Leistung ist einerseits groß genug, um ein genügend starkes Empfangssignal zu erhalten, andererseits zu klein um nichtlineare Wechselwirkungen erzeugen zu können. Der Frequenzbereich, in dem diese Messungen durchgeführt werden liegt bei etwa der Hälfte von ω_{ce} , da in diesem Regime sowohl die Öffnungswinkel der Resonanzkegel, als auch die Interferenzabstände gut auflösbar sind. Als Empfänger kann ein Spektrumsanalysator, der auf eine feste Frequenz eingestellt ist, oder ein Vierpol-Meßplatz, der Betrag und Phase des Empfangssignals getrennt bestimmt, benutzt werden. Da die Bandbreite dieser Empfangsgeräte in einer Größenordnung von mehreren kHz liegt, kann es notwendig sein, für Messungen, bei denen eine hohe Zeitauflösung verlangt ist, spezielle HF- Empfänger zu konzipieren. Der Aufbau eines solchen hochauflösenden Empfängers aus einzelnen HF- Komponenten ist im Kapitel über Messungen im Strahl- Plasma beschrieben. Bei allen Anordnungen zu zeitaufgelösten Messungen werden entweder Boxcar- Integratoren benutzt, oder Transientenrekorder eingesetzt. Die endgültige Darstellung der zeitaufgelösten Resonanzkegeln kann von einem Rechner vorgenommen werden, ebenso die Auswertung.

Die Aufnahme eines kompletten Resonanzkegel dauert bei diesem Experiment - je nachdem ob stationär oder zeitaufgelöst gemessen wird - 20s bis 2min.

Eine typische stationäre Einzelmessung des "thermischen" Resonanzkegels ist in der Abb. 2.4 dargestellt:

Die (Winkel-) Positionen der einzelnen Maxima des Resonanzkegels werden gewöhnlich von außen nach innen durchnummeriert, so daß z.B. ψ_1 den Winkel des Hauptmaximums zur Magnetfeldrichtung bezeichnet. Der Winkelabstand $\Delta\psi_1$ ist der Abstand des Hauptmaximums zur Lage des

Öffnungswinkels im kalten Plasma, in gleicher Weise bezeichnet $\Delta\vartheta_n$ den Abstand des $(n-1)$ -ten Nebenmaximums. Für den Fall, daß der normierte Abstand zwischen den Antennen $R=r/r_{ce}$, größer als 200 ist, gilt ein gesichertes /1.6/, einfaches Gesetz für die Abstände der Nebenmaxima vom "kalten" Hauptmaximum /1.4/:

$$(4.24) \quad \Delta\vartheta_n = y_n \cdot \Lambda(\Omega, \Omega_{pe}) (\sqrt{2}/R)^{2/3}$$

mit:

$$(4.25) \quad \Lambda(\Omega, \Omega_{pe}) = \frac{9\Omega_{pe}^4 \sin^4 \vartheta_{c \rightarrow 1} \Delta(\Omega)}{\Omega^4 \operatorname{sgn}(\epsilon_{\perp}) (\epsilon_{\perp} \epsilon_{\parallel})^{1/2}}$$

$$\Delta(\Omega) = 1 - \frac{\Omega^2}{3(\Omega^2 - 1)} \cdot \left(\frac{6\Omega^4 - 3\Omega^2 + 1}{(\Omega^2 - 1)^2} \cdot \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - \frac{3\Omega^2}{\Omega^2 - 4} \cdot \left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \right)^2 \right)$$

Die Größen y_n sind konstante Faktoren. Sie werden in verschiedenen Arbeiten je nach Ansatz der analytischen Rechnungen leicht unterschiedlich beziffert /1.2, 1.4, 2.1/. Im Rahmen dieser Arbeit wurden durch einen umfangreichen Vergleich der Ergebnisse exakter kinetischer Rechnungen mit den Vorhersagen dieser Formel die Konstanten wie folgt bestimmt:

n	1	2	3
y_n	0.70	3.27	4.94

Die Auswertung des gemessenen Resonanzkegels im Hinblick auf die Dichte basiert auf der Formel für den Öffnungswinkel des "kalten" Kegels von Fisher und Gould (Glg. 2.19). Aus diesem Grund wird zunächst unter Verwendung von Glg. 4.25 die Verschiebung des thermischen Hauptmaximums aus dem Winkelabstand zwischen dem ersten Nebenmaximum und dem Hauptmaximum der vorliegenden Messung berechnet:

$$(4.26) \quad \Delta\vartheta_1 = y_1 / (y_2 - y_1) \cdot (\Delta\vartheta_2 - \Delta\vartheta_1)$$

Diese Verschiebung wird zur Lage des gemessenen Hauptmaximums addiert, so daß nun der "kalte" Öffnungswinkel bekannt ist. Mit Hilfe der "Fisher-Gould"-Formel (2.19) kann nun bei bekannter Magnetfeldstärke und Sendefrequenz die Plasmadichte bestimmt werden.

Mit der bekannten Plasmadichte ist es dann anhand von Glg. 4.24 und 4.25 möglich, aus dem Winkelabstand eines der Nebenmaxima zum Hauptmaximum des gemessenen Resonanzkegels die Elektronentemperatur zu berechnen:

$$(4.27) \quad k_B T_e = 0.5 m_e (\omega_c \cdot r)^2 \left(\frac{(\Delta \vartheta_n - \Delta \vartheta_1)}{\Lambda(Q, Q_{pe}) \cdot (\bar{y}_n - \bar{y}_1)} \right)^2$$

Eine gute Möglichkeit, den statistischen Fehler dieser Methode einzuschränken, besteht darin, bei Variation der Sendefrequenz eine ganze Meßreihe durchzuführen. So erhält man einen Satz voneinander unabhängiger Messungen, der es ermöglicht, Fehlergrenzen von 10% bei der Dichte- und 30% bei der Temperaturbestimmung zu erreichen [2.1/].

5. ERGEBNISSE DER DIAGNOSTIK

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Standarddiagnostik am Plasma der Magnetic-Box und am Targetplasma der Untersuchungssektion vorgestellt. Die Resultate beziehen sich jeweils auf den Grundzustand der Entladungen, d.h. im Fall des Magnetic-Box- Plasmas wird der Zustand der Entladung ohne Elektronenextraktion, und im Fall des Targetplasmas ohne überlagerte Drift und ohne Strahleinschuß beschrieben. Zur Bestimmung der Parameter wurden die im letzten Kapitel beschriebenen Methoden benutzt.

5.1 Das Magnetic-Box Plasma

Das Plasma der Magnetic-Box wurde im Rahmen zweier Vorarbeiten /2.2, 4.3/ gründlich untersucht, so daß die Entladung heute gut verstanden ist. Ihre makroskopischen Eigenschaften sind in /2.2/ ausführlich beschrieben. Obwohl sich seit diesen Untersuchungen der apparative Aufbau geändert hat, zeigt die Entladung noch das gleiche makroskopische Verhalten. Die einzige Ausnahme in diesem Punkt ist ein vergrößerter charakteristischer Radius des Plasmas.

Die Elektronendichte ist direkt proportional zum Entladungsstrom, während die Elektronentemperatur über einen großen Strombereich konstant bleibt. Die absoluten Werte bei einem Entladungsstrom von $I_e=4A$ sind: $n_e=(2\pm0.5)\cdot10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und $kT_e=(1.2\pm0.2)\text{eV}$; diese Werte wurden in Übereinstimmung aus der Kennlinie einer Zylindersonde und aus Resonanzkegelmessungen bestimmt. Der Entladungsstrom wird während des Betriebes konstant gehalten. Das radiale Profil der Elektronendichte ist in der Mitte des Entladungsvolumens flach, und fällt erst kurz vor der Anode steil ab, die Elektronentemperatur ist über den gesamten Radius konstant. Hinsichtlich der Druckvariation zeigen beide Parameter ein Sättigungsverhalten oberhalb 0.05 Pa. Während bei konstant gehaltener Entladungsspannung die Elektronendichte bis zu diesem Druck zunächst ansteigt, gilt für die Temperatur das umgekehrte Verhalten: bei geringem Druck haben wegen der selteneren Stöße die Elektronen eine höhere thermische Energie.

Im Rahmen der Arbeit /4.3/ wurde die Verteilungsfunktion der Elektronen in der Magnetic-Box der aktuellen Konfiguration untersucht. Weil das

Plasma hier magnetfeldfrei ist, und somit in der Mitte des Volumens eine isotrope Verteilungsfunktion zu erwarten ist, wurde eine Zylindersonde benutzt, deren Elektronenanlaufstrom zweimal nach der Sondenvorspannung differenziert wurde.

Diese Untersuchungen ergaben, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im beinahe gesamten Plasmavolumen einer Bi-Maxwellfunktion entspricht d.h. die Verteilungsfunktion durch zwei Maxwellfunktionen mit unterschiedlicher Temperatur zu beschreiben ist. Die Hauptkomponente der Verteilung weist unter den typischen Betriebsbedingungen ($I_e=4$ A, $U_e=28$ V, $p_e=0.10$ Pa) eine Temperatur von (0.97 ± 0.4) eV auf, während eine kleine Elektronengruppe mit einem Dichteanteil von etwa 5% eine thermische Energie entsprechend 2.7 eV hat. Lediglich in unmittelbarer Nähe der emittierenden Kathoden (Abstände ≤ 1 cm) können die Primärelektronen direkt nachgewiesen werden. Hinsichtlich der Elektronendynamik ergibt sich aus diesen Resultaten folgendes Bild: Die Primärelektronen verlassen die Kathoden mit einer Energie, die der Summe aus dem Kathodenpotential und dem Anteil der gleichmäßig über den Draht abfallenden Heizspannung entspricht. Weil letzterer von dem Ort abhängt, an dem die Elektronen den Draht verlassen, ist die Energie der Primärelektronen über eine gewisse Breite verteilt. Diese Breite entspricht der Heizspannung von ca. 11 V.

Nachdem die Elektronen eine nur kurze Strecke im Plasma zurückgelegt haben, werden sie durch elastische und inelastische Stöße abgebremst. Jetzt wird die anfängliche Energieverteilung durch die verschiedenartigen Stoßprozesse zusätzlich verschmiert, so daß Sekundärelektronen nicht mehr als eine geschlossene Gruppe nachgewiesen werden können. Vielmehr äußert sich dieser Elektronenanteil in der Verteilungsfunktion als eine kleine Gruppe mit erheblicher Breite der Energieverteilung, die sich direkt an den Kern der Verteilungsfunktion anschließt, so daß sich die Gesamtverteilung als eine - wie oben beschrieben - Bi-Maxwellverteilung einstellt.

Wenn die Entladung in der Magnetic-Box als Plasmakathode benutzt wird, um daraus Elektronen zur Erzeugung des Targetplasmas zu extrahieren, ändert sich ihr optisches Aussehen: die Leuchterscheinung wechselt von einer homogenen Verteilung zu einem Muster, das sich schlauchförmig von den Kathodendrähten zum Extraktionsgitter zieht. Ihr Schwerpunkt verlagert sich in den Übergangsbereich zwischen der Magnetic-Box und

dem Untersuchungsvolumen. Diese Schlauchform ist auf die $E \times B$ -Drift der Primärelektronen zurückzuführen, die in der unmittelbaren Nähe der Kathoden im elektrischen Feld der Primärentladung und im eindringenden, starken magnetischen Feld des Übergangsbereiches auftritt. Man kann diese schlauchförmige Konzentration der Elektronen dadurch aufheben, daß, durch die Erzeugung eines Gegenfeldes am rohrseitigen Ende der Box, das eindringende Übergangsfeld abgeschwächt wird. Dieses Gegenfeld wird durch die beiden äußeren großen Spulen der Magnetic-Box aufgebaut. Durch diese Maßnahme kann die räumliche Konzentration der Elektronen abgebaut werden.

5.2 Das Targetplasma

Das Targetplasma wurde hinsichtlich seiner Basisparameter mit einer Zylindersonde, der Resonanzkegelmethode und dem elektrostatischen Energieanalysator untersucht. Diese Untersuchungen erstrecken sich zum größten Teil auf die der Magnetic Box abgewandten Hälfte des Rohres, und die im folgenden dargestellten Ergebnisse gelten für die Standardbetriebsweise der Apparatur mit den folgenden Parametern:

Neutralgasdruck	: $p_0 = 0.1 \text{ Pa}$
Entladungsstrom der Primärentladung	: $I_0 = 4 \text{ A}$
Extraktionsstrom	: $I_G = 4 \text{ A}$
Magnetfeldstärke im homogenen Bereich	: $B_h = 66,3 \text{ mT}$

Zu einer ersten Charakterisierung des Plasmas wurden Messungen mit einer Zylindersonde durchgeführt. Zur Interpretation und Auswertung der gemessenen Sondenkennlinie sei hier die Abb. 5.1 erläutert, in der das Resultat einer rechnerunterstützten Verarbeitung dargestellt ist:

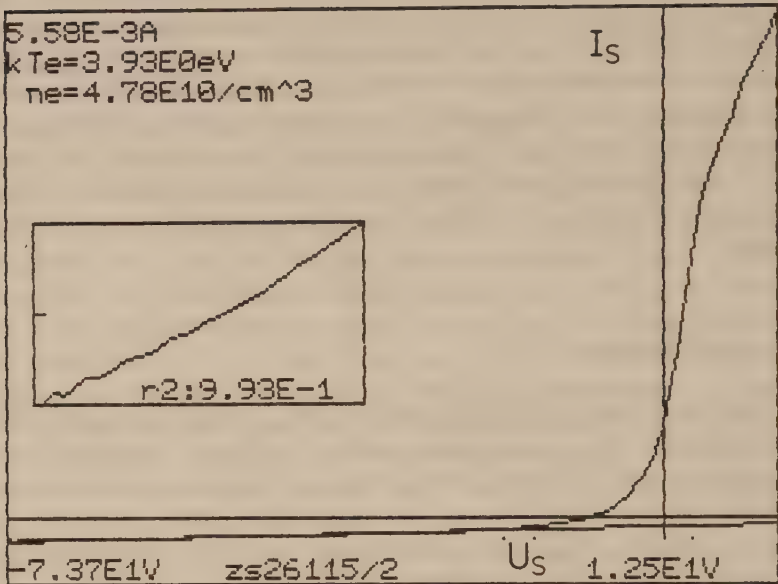


Abb. 5.1: Gemessene Sondenkennlinie und ihre Auswertung

Die Abbildung zeigt zunächst die gemessene Kennlinie in einem Bereich der Sondenvorspannung von $U_s = -50 \text{ V} \dots +16 \text{ V}$. Die Darstellung ist (wie üblich) so gewählt, daß der Beitrag der Elektronen am Sondenstrom in positive y-Richtung zeigt. Die Auswertung dieser Kennlinie geschieht nun in der Weise, daß zunächst der Bereich ausgewählt wird, in dem der Ionensättigungsstrom annähernd linear verläuft. In diesem Bereich wird an den gemessenen Verlauf des Sondenstroms eine Gerade angepaßt und bis an das positive Ende der Kennlinie extrapoliert. Im zweiten Schritt wird nun der Bereich gewählt, in dem der Elektronenanlaufstrom exponentiell ansteigt. Der Computer berechnet anschließend die Differenz zwischen dem extrapolierten Ionenstrom und dem gemessenen Sondenstrom im Elektronenanlaufgebiet der Charakteristik. Zur Kontrolle wird diese Differenz in Abhängigkeit von der Sondenspannung in dem kleinen Kasten der Abb. 5.1 aufgetragen. Wenn dieser Differenzbetrag auf der halblogarithmischen Skala linear ansteigt, bedeutet dies, daß die Annahme eines exponentiellen An-

stiegs des Elektronenstroms im gewählten Intervall gerechtfertigt ist. Der kleine Balken an der linken Seite des Kastens zeigt den Bereich einer Dekade an. Aus dem Anstieg des so bestimmten Elektronenanlaufstroms mit zunehmender Sondenspannung wird anschließend mittels einer Anpass-Routine die Elektronentemperatur berechnet. Ein Maß für die Qualität der Anpassung ist der Korrelationskoeffizient, dessen Quadrat als "r²" an der unteren Seite des Kastens mit ausgedruckt wird. Ein Wert von r²=1 bedeutet vollkommene Übereinstimmung zwischen der angepaßten und der gemessenen Funktion.

Zur Auswertung der Kennlinie hinsichtlich der Plasmadichte wird der Ionensättigungsstrom benutzt (Glg. 4.1). Um Verfälschungen des gemessenen Sondenstroms durch Elektroneneinflüsse zu vermeiden, wird dazu der Stromwert bei einem Sondenpotential von $\Phi_s = \Phi_f - 15 \cdot k_B T_e / e$ herangezogen. Die geometrische Sondenfläche wird mit Potential- und elektronentemperaturabhängigen Korrekturfaktoren gemäß des Verfahrens von Laframboise /4.1/ gewichtet.

Die Ergebnisse der Sondendiagnostik des Targetplasmas hinsichtlich der Elektronendichte und -temperatur stehen in guter Übereinstimmung mit den Resultaten der Diagnostik mit Resonanzkegeln. Die folgende Gegenüberstellung gilt für die Standardbetriebsbedingungen des Experimentes:

	Sonde	Res. Kegel
Elektronendichte /10 ¹⁰ cm ⁻³	1.5	2.4
Elektronentemperatur /eV	3.8	3.6

Zur Resonanzkegelmessung wurden folgende Parameter gewählt: Frequenz $\omega/2\pi = 350 \text{ MHz}$, Elektronenzyklotronfrequenz $\omega_{ce} = 11.6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, Abstand zwischen den Antennen $r = 3.15 \text{ cm}$.

Das radiale Profil der Elektronendichte (Abb. 5.2) hat eine Halbwertsbreite von 3.8 cm. Die Elektronentemperatur ist über beinahe die gesamte radiale Ausdehnung konstant und nimmt erst zum Rand hin steil ab (Abb. 5.2). Die radiale Ausdehnung des Bereichs der Plasmasäule mit gleichmäßiger Elektronentemperatur und mit einer Dichte, die um maximal 10% von der

Zentraldichte abweicht, ist somit groß genug für die Messung von Resonanzkegeln mit einem Öffnungswinkel $\leq 35^\circ$ bei einem Antennenabstand von bis zu 2.5cm.

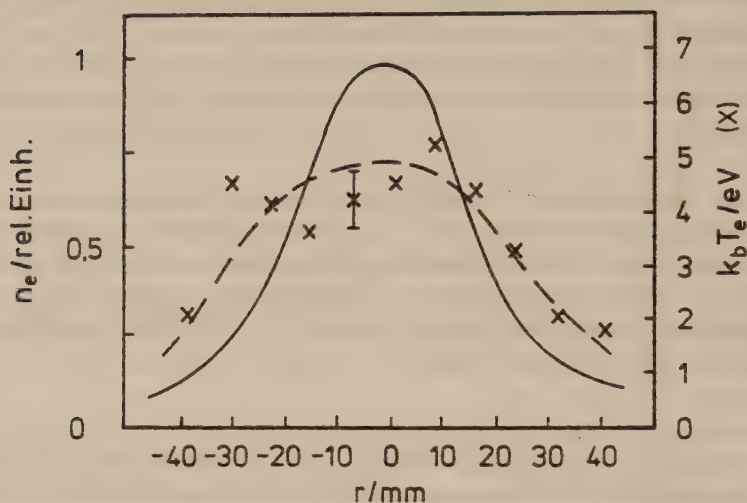


Abb. 5.2: Radiales Profil der Elektronendichte und -temperatur

Der Betrag der über alle Frequenzen gemittelten Fluktuationen der Elektronendichte ist mit einem Wert von $\delta n/n \approx 4\%$ gering, so daß man von einem hinreichend ruhigen Plasma sprechen kann. Eine grobe spektrale Analyse dieser Fluktuationen zeigt, daß ihr Hauptanteil im Bereich der Ionendrift- und Schallwellen liegt. Eine eingehendere Darstellung der spektralen Verteilung der Dichteschwankungen erfolgt in den nächsten Kapiteln.

Zur Bestimmung der Ionentemperatur wurden die Kennlinien des elektrostatischen Energieanalysators nach dem gleichen Schema ausgewertet, wie die einer Langmuirsonde (Abb. 5.3).

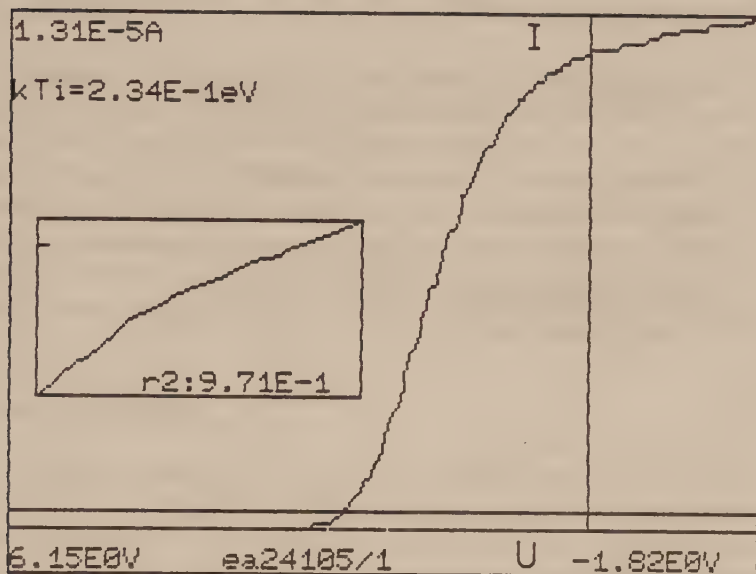


Abb. 5.3: Gemessene Kennlinie des Energieanalysators und ihre Auswertung

Aus programmtechnischen Gründen ist die Darstellung der Charakteristik in Abb. 5.3 so gewählt, daß der Beitrag der Ionen am Gesamtstrom in positive y-Richtung zeigt, und die Vorspannung des Kollektors in x-Richtung von rechts nach links zunimmt. Der kleine Abschnitt der Kennlinie unterhalb der $I=0$ -Linie weist darauf hin, daß der Elektronenstrom auf den Kollektor nicht vollständig abgeschirmt wurde. Dieser Strombeitrag muß bei der Auswertung vom gemessenen Strom im Ionenanlaufgebiet subtrahiert werden. Wegen der geringen Beweglichkeit der Argonionen sind die zu messenden Ströme sehr klein, so daß die Auswertung einer einzelnen Kennlinie schwierig und mit einem großen Fehler behaftet ist. Auch eine Serie von Messungen weist relativ große Schwankung auf. Die mit einer solchen Meßreihe ermittelte Ionentemperatur bei der Grundbetriebsweise der Apparatur liegt zwischen 0.25 und 0.35 eV.

In der folgenden Tabelle sind noch einmal die wesentlichen Parameter des Targetplasmas zusammengefaßt:

<u>Magnetfeld</u>	:	$B_z = 66.0 \text{ mT}$ $\omega_{ce} = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
<u>Druck</u>	:	$p_0 = 0.1 \text{ Pa}$
<u>Elektr.-Dichte</u>	:	$n_e \leq 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ $\omega_{pe} \leq 1.25 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
<u>Elektr.-Temperatur</u>	:	$k_B T_e = (3.5 - 5) \text{ eV}$
<u>Ionentemperatur</u>	:	$k_B T_i = (0.25 - 0.35) \text{ eV}$

RESONANZKEGEL IM DRIFTENDEN PLASMA

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen von Resonanzkegeln in einem heißen Plasma mit einer überlagerten Drift der Elektronen vorgestellt. Dazu werden zunächst die Erzeugung der Drift und die makroskopischen Eigenschaften des Drift-Plasmas beschrieben. Anschließend erfolgt die Darstellung der Ergebnisse der Resonanzkegelmessungen und von Vergleichen mit den Resultaten der kinetischen Theorie. Hinsichtlich der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus den gemessenen Resonanzkegeln erfolgt ein Vergleich dieser Resultate mit einer Abschätzung aus unabhängigen Methoden.

6.1 Das Drift-Plasma

Die Elektronendrift wird erzeugt, indem zwischen dem Extraktionsgitter und einer ebenen Elektrode am abgewandten Ende der Untersuchungskammer eine Spannung U_a so angelegt wird, daß die Elektrode positiv vorgespannt ist (Abb. 6.1). Auf diese Weise wird dem Plasma ein makroskopischer Driftstrom aufgeprägt, über dessen Stärke die Driftgeschwindigkeit gezielt variiert werden kann.

Dieser Driftstrom kann jedoch nur dann erzielt werden, wenn die Betriebsweise der Apparatur hinsichtlich zweier Parameter umgestellt wird: der Druck p_0 wird auf 0.03 Pa abgesenkt und die Stärke des Übergang-Magnetfeldes wird durch Erhöhung des Spulenstroms um den Faktor 5 drastisch heraufgesetzt.

Durch eine Variation von U_a kann das Potential der Driftelektrode zwischen dem Floatingpotential und einem Wert von +60 V gegenüber dem Gitterpotential eingestellt werden. Dabei ergibt sich eine Strom-Spannungskennlinie, die mit größer werdender Spannung zunächst ansteigt, dann aber eine fallende Charakteristik aufweist. Der Einsatzzpunkt der anomalen Resistivität ($\partial I_a / \partial U_a < 0$) liegt bei $U_a = (3-10)V$ (Abb. 6.2).

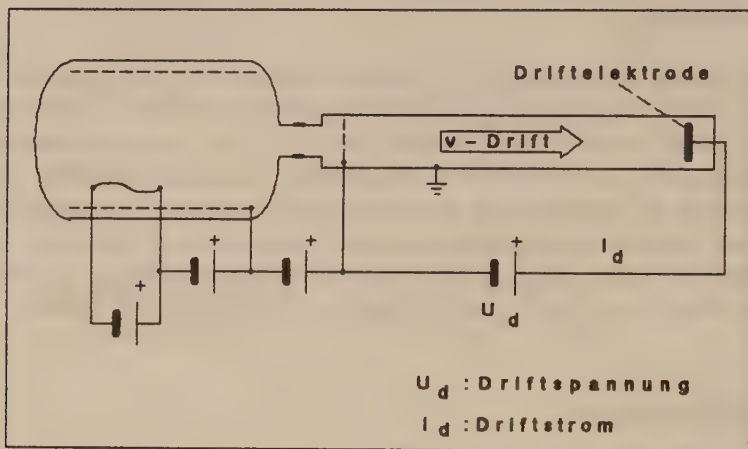


Abb. 6.1: Prinzip der Drifterzeugung

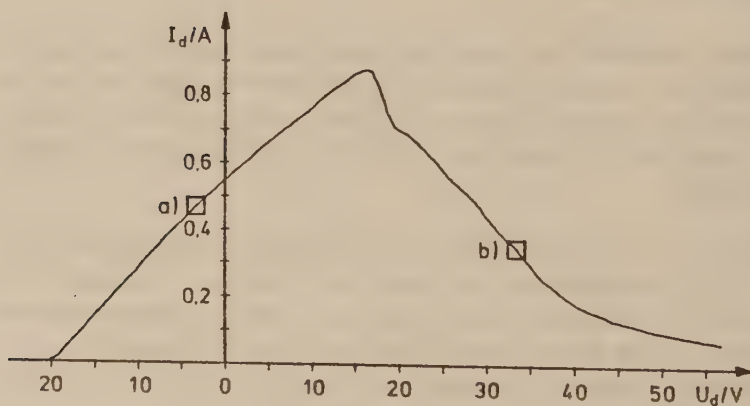


Abb. 6.2: Strom-Spannungs-Charakteristik des Drift-Stromkreises

Dieser Einsatz anomaler Resistivität wird anhand der Beobachtung des niederfrequenten Spektrums selbsterzeugter Wellen verständlich. In dem Fall, daß die Driftelektrode nicht vorgespannt wird, sich also auf Floatingpotential einstellt, weist das Spektrum 2 ausgeprägte Moden bei Frequenzen f_1 bzw. f_2 auf (Abb. 6.3).

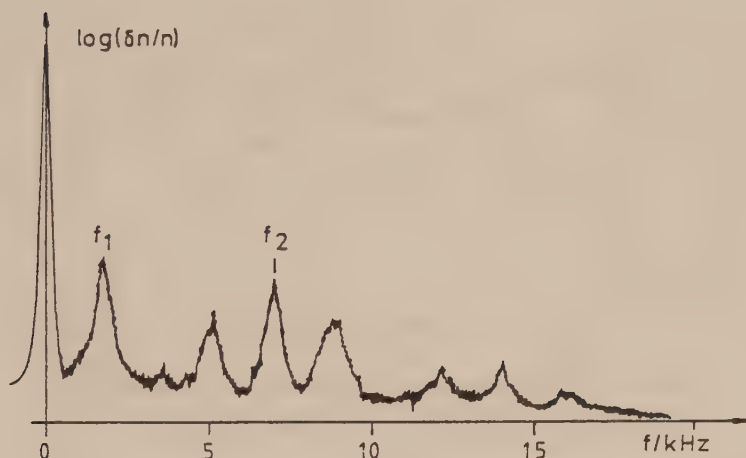


Abb. 6.3: *Niederfrequentes Spektrum der selbsterzeugten Wellen im Drift-Plasma ohne aufgeprägte Driftspannung U_a*

Im Abstand $\Delta f = \pm f_1$ zur höherfrequenten Mode gibt es 2 Wellen, die als Mischprodukte der beiden starken Moden auftreten. Die 1. Harmonische der Mode f_2 und Mischprodukte wiederum im Abstand $\Delta f = \pm f_1$ können ebenfalls beobachtet werden. Über eine Variation der Magnetfeldstärke kann die höherfrequente Hauptmode mit $f_2 = (6.5-9)\text{kHz}$ leicht identifiziert werden (Abb. 6.4).

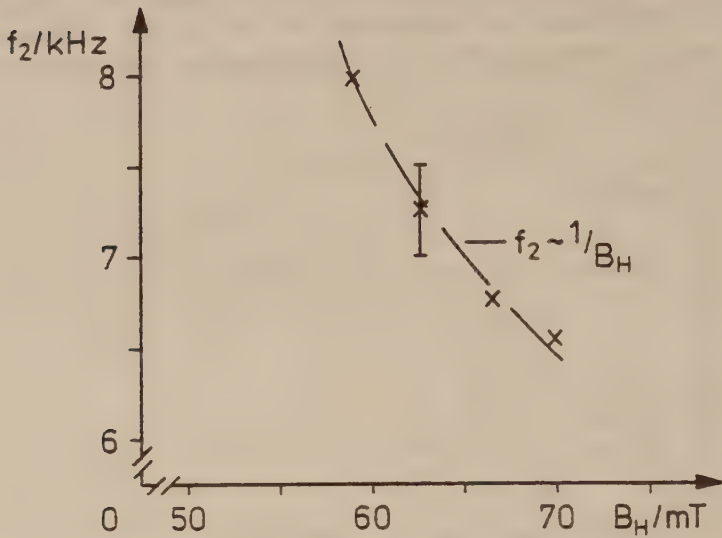


Abb. 6.4: Frequenz der Mode bei f_2 bei Erhöhung der Magnetfeldstärke

Die Frequenz dieser Welle ist genau umgekehrt proportional zur Magnetfeldstärke, und man kann daher annehmen, daß es sich um eine Driftwelle handelt. Für das Vorliegen einer Driftwelle spricht auch die radiale Verteilung der Intensität dieser Mode: die Verteilung weist Maxima an radialen Positionen mit maximalem Dichtegradienten auf (Abb. 6.5).

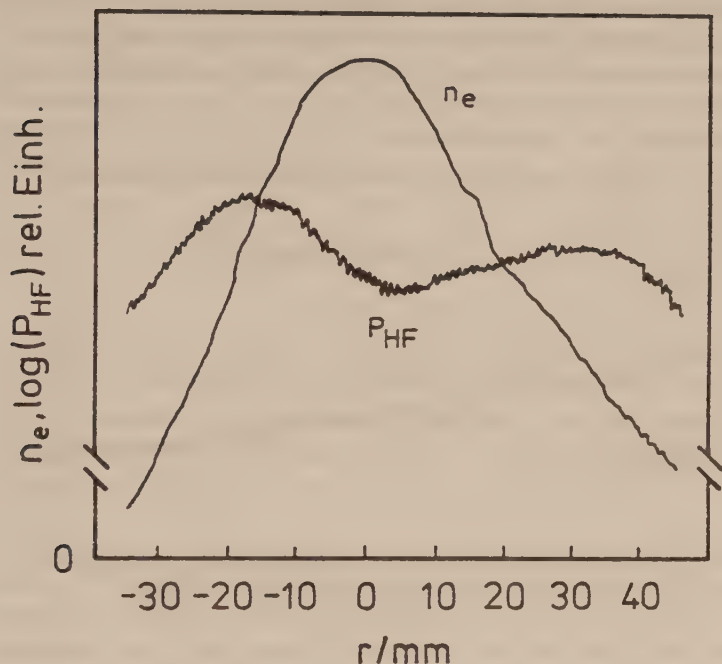


Abb. 6.5: Radiale Verteilung der Intensität der Mode bei f_2 und der Elektronendichte

Eine Bestätigung dieser Vermutung liefert die digitale Korrelationsanalyse. Untersucht wurde das Spektrum der niederfrequenten Dichtefluktuationen. Dazu wurde ein Paar negativ vorgespannter zylindrischer Langmuirsonden mit einem Abstand von 2 mm in das Plasma eingebracht und beide Ionensättigungsströme digital aufgezeichnet. Aufzeichnung und Speicherung wurden bei diesen Messungen mit einem zweikanaligen Transientenrekorder durchgeführt, der eine Speichertiefe von 4096 Punkten pro Eingangskanal und eine effektive Auflösung von 8 bit aufweist. Die Weiterverarbeitung der Signale geschah auf einem LSI 11/23-Rechner.

Durch Drehen der Verbindungsachse der beiden Antennen relativ zum

Magnetfeld kann die Orientierung des k -Vektors bestimmt werden: man erhält ausgesprochen kohärente Signale ($0.85 < \gamma(\omega) < 0.95$) bei einer azimuthalen Anordnung. Der Verlauf der Dispersion $\bar{k}(\omega)$ (Abb. 6.6) mit zunehmender Frequenz ist linear, und die Phasengeschwindigkeit beträgt $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$.

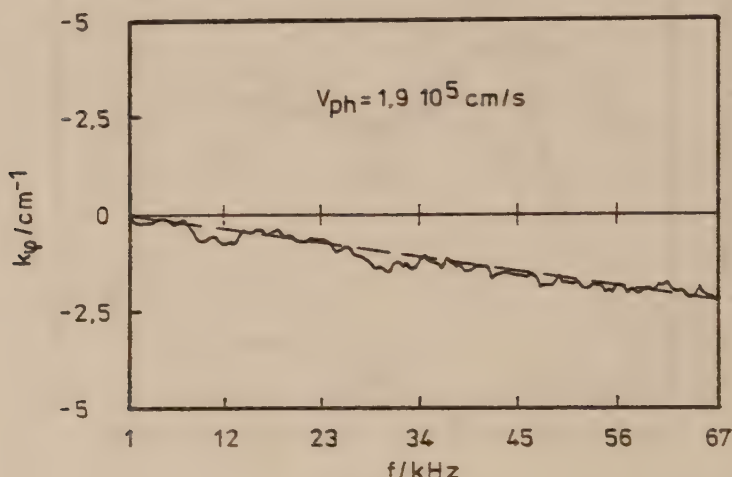


Abb. 6.6: Mittlere Wellenzahl der Driftwelle in Abhängigkeit von der Frequenz

Anregungsmechanismus dieser Welle ist die diamagnetische Drift der Elektronen, deren Geschwindigkeit gemäß einer Fluid-Abschätzung /6.1/ etwas größer als die beobachtete Phasengeschwindigkeit der Driftwelle ist:

$$(6.1) \quad v_d = -\frac{k_b T_e}{eB} \cdot \frac{\nabla n}{n} = 2.0 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$$

Es geht in diese Berechnung der Frequenz der diamagnetischen Driftwelle mit ein, daß es sich hierbei um eine $m=1$ Mode handelt, d.h. es paßt eine Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k_p$ auf einen Umfang mit dem charakteristischen Radius $r_d = 1.2 \text{ cm}$ der maximalen Wellenintensität.

Das Auftreten eines zweiten Wellentyps bei der Frequenz $f_1 = (1.5 - 2.0) \text{ kHz}$ ist durch den Erzeugungsmechanismus des Targetplasmas bedingt: Das "Anblasen" des Targetplasmas am erzeugungsseitigen Ende der Säule durch den Elektronenstrahl erzeugt auf der Höhe des Extraktionsgitters eine Plasmadruckfluktuation, die als stehende Ionenschallwelle im gesamten Targetplasma existent ist. Die Phasengeschwindigkeit der Ionenschallwelle ist die Ionenschallgeschwindigkeit c_s :

$$(6.2) \quad c_s = \left(\frac{\gamma_e k_B T_e + \gamma_i k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2}$$

Die Ionen erfahren unter der Einwirkung der ebenen Welle eine eindimensionale Kompression, d.h. $\gamma_i = 3$, während die Elektronen wegen ihrer großen thermischen Geschwindigkeit zu jeder Zeit eine Kompression isotrop ausgleichen können, woraus folgt, daß $\gamma_e = 1$. Mit $k_B T_e = 5 \text{ eV}$ und $k_B T_i = 0.35 \text{ eV}$ folgt aus Gl. (6.2) $c_s = 3.8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$.

Zur Bestimmung der Wellenlänge der Ionenschallwelle wurden im Frequenzintervall $(1 - 2) \text{ kHz}$ die Dichtesignale zweier Sonden einer Korrelationsanalyse unterzogen. Der Abstand der beiden Sonden voneinander betrug 52 cm , die Abtastrate $20 \mu\text{s}$. Die Analyse führte zu dem Resultat, daß sich die Dichtestörung parallel zum Magnetfeld ausbreitet, und die Wellenlänge λ , der Störung $(200 \pm 20) \text{ cm}$ beträgt. Diese Wellenlänge läßt sich der zweiten Oberwelle einer stehenden Welle im einseitig offenen System zuordnen, für die die Bedingung $\lambda = 5/4 \cdot l$ gilt. Hierbei geht mit $l = 256 \text{ cm}$ der Abstand zwischen der Driftelektrode und dem Extraktionsgitter ein. Die Frequenz der Welle, die sich aus der so bestimmten Wellenlänge und Phasengeschwindigkeit ergibt, beträgt $f = 1.86 \text{ kHz}$ und liegt damit im Bereich der beobachteten Mode bei f_1 .

Nachdem die Natur der Mode f_1 und der Mechanismus ihrer Anregung geklärt sind, ist auch die Kopplung der beiden Hauptmoden f_1 und f_2 , die sich durch die beiden Mischprodukte bei der Driftmode äußert, zu verstehen: Die mit der Frequenz f_1 periodische Variation der Plasmadichte führt zu einer Modulation des radialen Dichtegradienten entlang der gesamten Plasmasäule, ebenfalls mit der Frequenz f_1 . Wegen $v_d \propto \nabla n/n$ ändert sich damit periodisch auch die diamagnetische Driftgeschwindigkeit so daß es zu der beobachteten Mischung der beiden Frequenzen f_1 und f_2 kommt.

Das Spektrum der niederfrequenten Moden ändert sich beim Anlegen einer äußeren Spannung zwischen der Driftelektrode und dem Extraktionsgitter. Die Änderung betrifft sowohl den Turbulenzgrad ($\delta n/n$) als auch die spektrale Verteilung der Intensität: beim Übergang vom linear ansteigenden Bereich der Strom-Spannungs-Charakteristik zum Bereich anomaler Resistivität steigt der Turbulenzgrad an, die turbulente Leistung wächst, und das Spektrum der Fluktuationen verschiebt sich zu höheren Frequenzen. Die Abb. 6.7 zeigt den Betrag der spektralen Kreuzleistungsdichte, aufgenommen bei 3 verschiedenen Werten der Driftspannung.

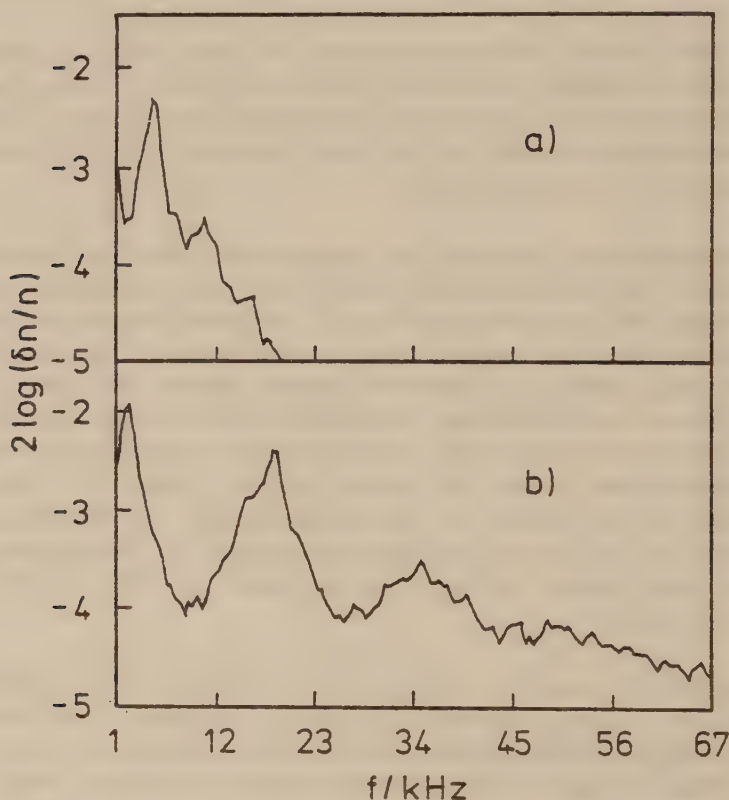


Abb. 6.7: Spektrale Kreuzleistungsdichte bei zwei verschiedenen Punkten der Strom-Spannungs-Charakteristik (vgl. Abb. 6.2)

Die erhöhte Leistung im turbulenten Spektrum führt zum Übergang in die Phase anomaler Resistivität und zu einem erhöhten radialen Teilchen-transport, der sich in einer Aufsteilung der radialen Dichtegradienten verbunden mit einer Einengung des radialen Dichteprofiles äußert (Abb. 6.8).

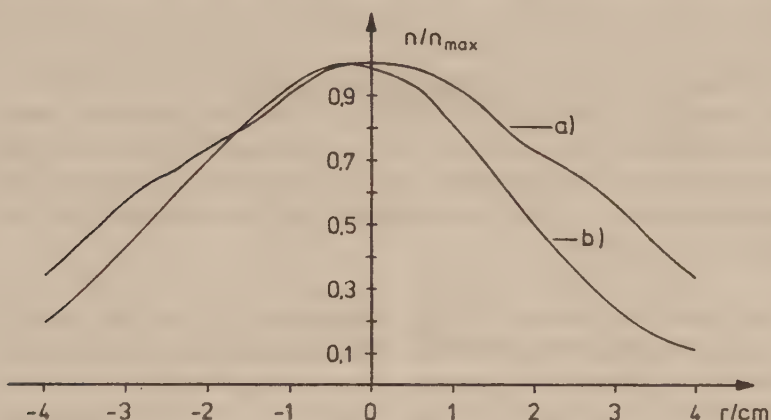


Abb. 6.8: Radiales Dichteprofil bei floatender Driftelektrode (a) und in der Phase anomaler Resistivität (b)

Wegen dieses Übergangs zu anomaler Resistivität ist der makroskopische Teilchenstrom, der dem Plasma aufprägt werden kann begrenzt, der maximale Wert beträgt $I_d=0.8A$.

6.2 Resonanzkegel im Drift-Plasma

Im driftenden Plasmasystem wurden Resonanzkegel zunächst mit Hilfe einer drehbaren Doppelantenne gemessen. Beide Antennen sind symmetrisch zu einer gemeinsamen Drehachse auf einem Träger befestigt, der Abstand zwischen den Antennen beträgt $r=3.15$ cm, die Magnetfeldstärke 65.9 mT und die Frequenz $\omega/2\pi=302$ MHz. Im Fall der floatenden Driftelektrode (die Potentialdifferenz zwischen der Driftelektrode und dem Gitter beträgt -23V) zeigt die Messung einen bezüglich der Driftrichtung absolut symmetrischen

Resonanzkegel (Abb. 6.9 oben) mit einer rein thermischen Struktur. Der Öffnungswinkel beträgt in upstream- wie in downstream-Richtung 11.9° , der Winkelabstand des ersten Nebenmaximums zum Hauptmaximum beträgt auf beiden Seiten 5.6° . Eine Auswertung dieser Messung gemäß Glg. 4.25, 4.26 und 2.19 ergibt für die Plasmadichte den Wert $n_e = 4.1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ und für die Elektronentemperatur $k_B T_e = 5.6 \text{eV}$. Die Bestimmung der Elektronentemperatur mit einer ebenen Sonde führt zu dem Resultat $k_B T_e = 5.4 \text{eV}$.

Dahingegen zeigt der Resonanzkegel einer Messung im Strommaximum des Driftkreises ($U_d = 20.3 \text{V}$, $I_d = 0.463 \text{A}$) eine deutliche upstream- downstream-Asymmetrie (Abb. 6.9 unten). In Driftrichtung (downstream) beträgt der Öffnungswinkel $\vartheta_c^{\text{down}} = 14.8^\circ$ und entgegengesetzt $\vartheta_c^{\text{up}} = 17.1^\circ$. Der Abstand zwischen dem ersten Nebenmaximum und dem Hauptmaximum beträgt 7.3° bzw. 6.3° .

Der Effekt der Plasmadrift auf den Resonanzkegel ist also sehr deutlich zu beobachten und zeigt hinsichtlich der Asymmetrie des Öffnungswinkels die erwartete Tendenz. Die Annahme einer linearen Überlagerung von thermischen und driftbedingten Effekten - wie sie in der Low Temperature Approximation gemacht wird - wird durch diese Messung allerdings nicht bestätigt. Vielmehr zeigt sich, daß im Gegensatz zu der Vorhersage eines upstream- wie downstream- gleichen Winkelabstandes des ersten Nebenmaximums (/2.13/, Glg. 2.45), dieser Abstand ebenfalls einer Asymmetrie unterliegt. Die Tendenz dieser Verschiebung weist in die umgekehrte Richtung wie die beim Öffnungswinkel: der Winkelabstand ist beim upstream- Kegel kleiner als downstream.

Die arithmetische Mittelung von Öffnungswinkel und Winkelabstand beider Kegel ergibt jedoch nach wie vor korrekte Werte für die Elektronendichte und -temperatur. Am Beispiel dieser Messung liefert die Ersetzung $\Delta \vartheta_{2,1} > 0.5(\Delta \vartheta_{2,1}^{\text{down}} + \Delta \vartheta_{2,1}^{\text{up}})$ sowie $\vartheta_c > 0.5(\vartheta_c^{\text{down}} + \vartheta_c^{\text{up}})$: $n_e = 1.7 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ und $k_B T_e = 4.2 \text{eV}$. Beim Vergleich dieser Werte bei angelegter Driftspannung mit denen im Zustand floatender Elektrode muß berücksichtigt werden, daß hier infolge des erhöhten Turbulenzgrades die Dichte geringer wird. Eine Messung der Elektronentemperatur mit der ebenen Sonde ergibt im Zustand mit Drift einen Wert von ebenfalls 4.2eV .

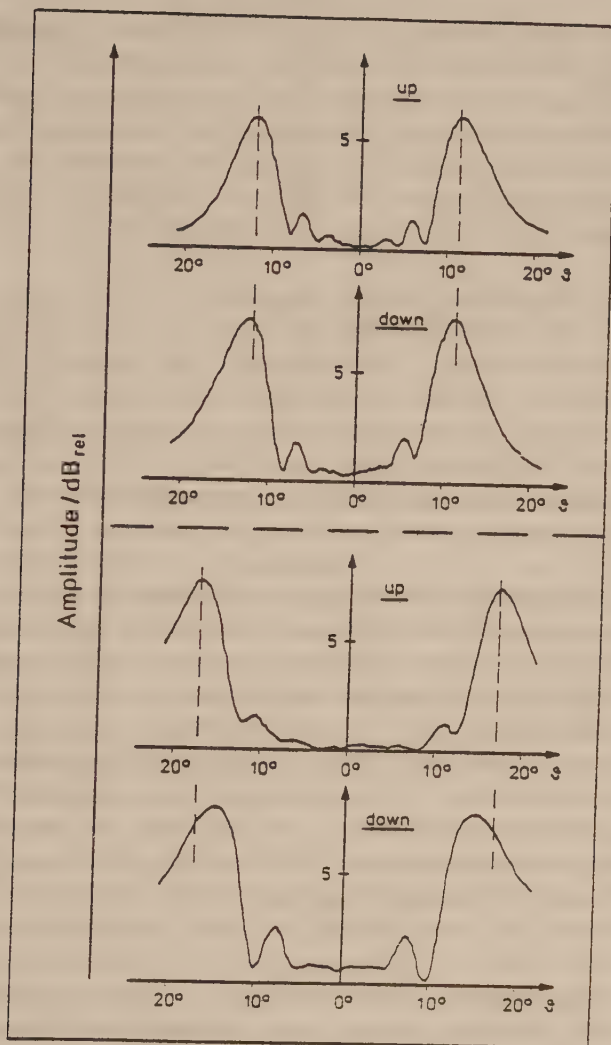


Abb. 6.9: Resonanzkegel im Fall floatender Driftelektrode (oben) und mit Plasmadrift (unten). Parameter s. Text

Über die Asymmetrie des Öffnungswinkels bzgl. der Driftrichtung hinaus gibt es einen weiteren Unterschied zwischen den gemessenen Resonanzkegeln bei floatender Elektrode und bei aufgeprägter Driftspannung. Mit der durch den Strom hervorgerufenen Fluktuation der Plasmadichte, δn , ändert sich bei hoher Driftspannung laufend die Dispersion des Plasmas und damit der Ausbreitungswinkel der untersuchten Testwelle. Diese Fluktuation des räumlichen Strahlungsmusters äußert sich wegen der unvermeidlichen zeitlichen Mittelung durch eine Verbreiterung des Resonanzkegelmusters.

Man kann also die erhöhte Breite des Resonanzkegels auf eine Streuung der Testwelle an der niederfrequenten Dichtefluktuation zurückführen. Die Wirkung dieser Welle- Welle- Wechselwirkung ist die gleiche wie die der Wellendämpfung durch Teilchenstöße: die Resonanzkegelstruktur wird breiter, die "Dynamik" nimmt ab. Der gleiche Effekt wird auch bei Anwesenheit hochfrequenter Potentialfluktuationen beobachtet, worüber im nächsten Kapitel im Zusammenhang mit den im Strahl- Plasma selbsterzeugten, instabilen Wellen noch berichtet wird.

Eine zweidimensionale Abbildung des Resonanzkegels ist möglich, indem man das Strahlungsfeld einer Sendeantenne, die axial im Plasma verschiebbar ist, mit einer Empfangsantenne abtastet, die senkrecht dazu in radialer Richtung bewegt werden kann. Man erhält auf diese Weise Schnitte durch das Resonanzkegelmuster in der r - z - Ebene, wobei man durch Ausgleichskurven statistische Fehler der einzelnen Resonanzkegelmessungen ausgeglichen werden können. Das Resultat einer solchen Messung ist in der Abb. 6.10 dargestellt. Eingetragen sind die Orte der Haupt- und Nebenmaxima des Strahlungsfeldes in der r - z - Ebene. Wiederum ist die upstream- downstream-Asymmetrie des Kegels deutlich zu erkennen, die in dieser Darstellung als Asymmetrie bzgl. der Ordinate erscheint. Als Beispiel wurden für einen axialen Abstand der beiden Antennen von $\Delta z = \pm 4.5$ cm die radialen Positionen der beiden Hauptmaxima markiert. Darüberhinaus ist aus dieser Abbildung wiederum die Ungleichheit der Abstände der Nebenmaxima zum Hauptmaximum ersichtlich; der Abstand des ersten Nebenmaximums ist in downstream- Richtung deutlich größer.

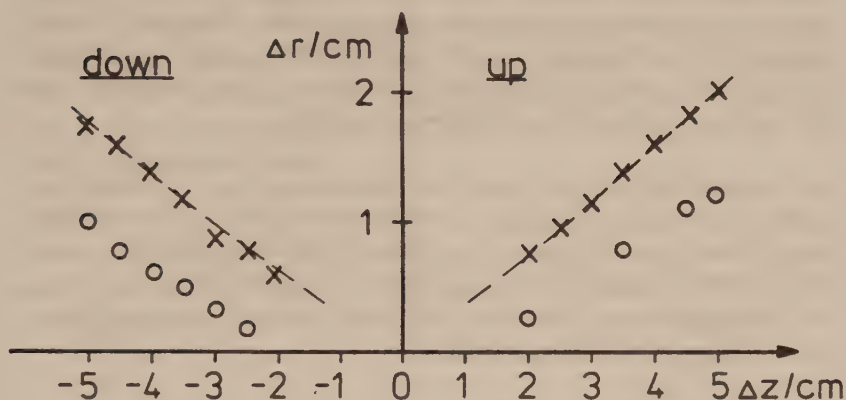


Abb. 6.10: Resonanzkegel in der r - z -Ebene ($x: \vartheta_c$, $o: \vartheta_2$)

Die Auswertung dieser Messung erfolgt in der Weise, daß aus dem gemittelten Öffnungswinkel bzw. Winkelabstand des ersten Nebenmaximums die Elektronendichte und -temperatur mit den Glg. 4.25, 4.26 und 2.19 bestimmt werden. Nachdem somit auch die Parameter R und Q_{pe} bekannt sind, kann mit Hilfe der Gleichungen 2.45 und 2.43 unter den genannten Voraussetzungen ($r/r_{ce} > 200$, $v_d < v_{the}$) auch die Driftgeschwindigkeit ermittelt werden. Beim o.a. Beispiel lauten die erforderlichen Eingangsparameter für diese 2-Schritt- Auswertung: Magnetfeldstärke, $B = 66.34 \text{ mT}$; Frequenz, $\omega/2\pi = 259.0 \text{ MHz}$; Antennenabstand, $r = 4.8 \text{ cm}$; Öffnungswinkel und Abstand der ersten Nebenmaxima zu den Hauptmaxima: $\vartheta_c^{down} = 19.3^\circ$, $\Delta\vartheta_{2,1}^{down} = 9.6^\circ$, $\vartheta_c^{up} = 22.1^\circ$ und $\Delta\vartheta_{2,1}^{up} = 8.3^\circ$. Als erstes Ergebnis folgt daraus: $n_e = 6.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und $k_B T_e = 7.0 \text{ eV}$. Die Differenz der beiden Öffnungswinkel beträgt 2.8° , woraus eine Driftgeschwindigkeit, v_d , von $3.4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ berechnet wird.

Um die Anwendbarkeit dieses Verfahrens zu überprüfen wurde unter der Vorgabe der eingestellten bzw. gemessenen Parameter B , ω , r und v_d der Resonanzkegel gemäß der kinetischen Theorie berechnet. Dazu wurde zunächst die elektrostatische Dispersionsrelation (Glg. 2.48) des driftenden Plasmas gelöst. Abb. 6.11 zeigt die grafische Darstellung der Lösung. Zum Vergleich sind der Dispersionszweig des ruhenden Plasmas, der Wellenausbreitung in Strahlrichtung und der Ausbreitung in entgegengesetzter

Richtung eingezeichnet. Die beiden Dispersionszweige des driftenden Plasmas weichen in charakteristischer Weise von der Lösung ohne Drift ab: Der Realteil des Wellenvektors nimmt im Bereich niedriger Dämpfung unterschiedliche Winkel zur z -Achse ein. Darausfolgt eine Verschiebung des Öffnungswinkels des resultierenden Resonanzkegels.

Man erkennt weiterhin am Verlauf des Imaginärteils von k_z , daß ein bestimmter Betrag der Dämpfung bei unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten erreicht wird. Dieses Verhalten kann direkt darauf zurückgeführt werden, daß die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen um den Betrag der Driftgeschwindigkeit verschoben wird, und sich damit auch der Einsatzpunkt effektiver Landaudämpfung ändert.



Abb. 6.11: Dispersionszweig des Drift-Plasmas gemäß der kinetischen Theorie

Der auf dieser Basis berechnete Resonanzkegel (Abb. 6.12) weist sowohl qualitativ als auch quantitativ dieselben Eigenschaften wie die korrespondierende Messung auf: Deutlich ist der Abbildung die Asymmetrie des Öffnungswinkels bzgl. der Driftrichtung zu entnehmen: Dieser beträgt in downstream- Richtung $\vartheta_c^{\text{down}} = 19.6^\circ$ und upstream $\vartheta_c^{\text{up}} = 22.4^\circ$. Die Winkelabstände der beiden ersten Nebenmaxima zu den Hauptmaxima betragen $\Delta\vartheta_{2,1}^{\text{down}} = 9.4^\circ$ und $\Delta\vartheta_{2,1}^{\text{up}} = 8.3^\circ$. Zum Vergleich noch einmal die entspre-

chenden Daten der Messung: $\vartheta_{c,down} = 19.3^\circ$, $\Delta\vartheta_{2,1,down} = 9.6^\circ$ und $\vartheta_{c,up} = 22.1^\circ$, $\Delta\vartheta_{2,1,up} = 8.3^\circ$. Der Vergleich der experimentellen Resultate mit dem Ergebnis der kinetischen Theorie fällt also im Rahmen der Meßgenauigkeit von $1/2$ Grad positiv aus, und auch die Asymmetrie der Lage der Nebenmaxima wird einschließlich der Richtung dieser Asymmetrie durch die kinetische Rechnung bestätigt.

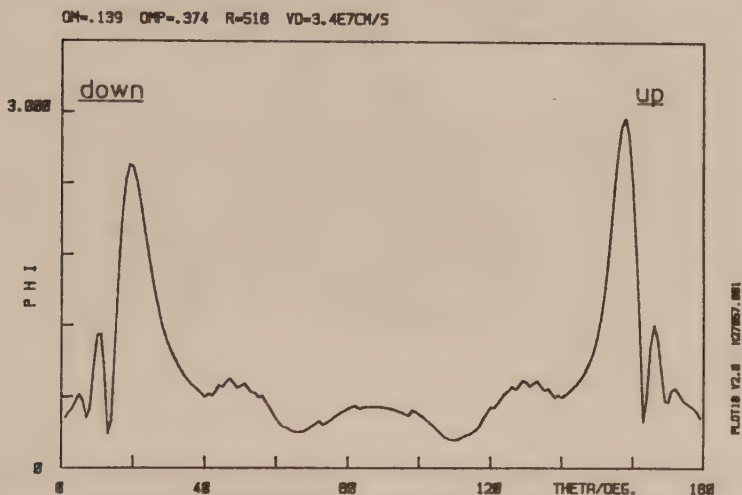


Abb. 6.12: Resonanzkegel im driftenden Plasma nach der kinetischen Theorie

Vergleichende Rechnungen wurden darüberhinaus zu Messungen des Resonanzkegels in der r - z Ebene angestellt. Die Abb. 6.13 zeigt in einer 3-dimensionalen Darstellung den Verlauf der gemessenen Amplitude des Empfangssignals als Funktion der relativen radialen und axialen Position der Empfangsantenne zur Sendeantenne. Die Abstände sind für beide Richtungen in Einheiten von r_{c0} aufgetragen. Bei der Messung mit $\Delta z/r_{c0} = \pm 524$ ist zur besseren Übersicht die Projektion der Lage der Hauptmaxima auf die Δr -Achse eingezeichnet. Hier ist wiederum die Verschiebung mit der Driftrichtung deutlich ablesbar. Die weiteren Parameter zu dieser Messung lauten: $Q = 0.135$, $Q_{pe} = 0.415$, $k_B T_e = 5.8 \text{ eV}$ und $v_d = 2.4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$.

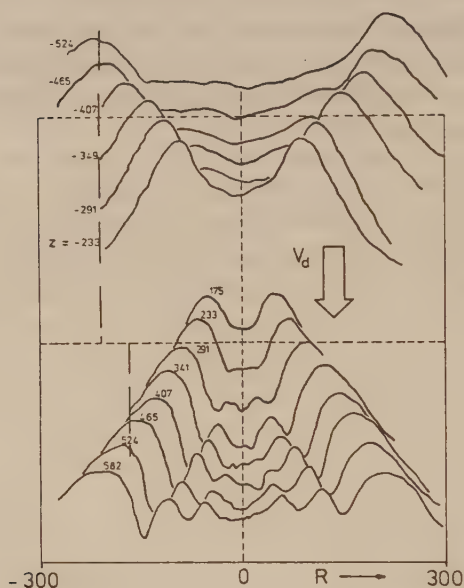


Abb. 6.13: Gemessene Ausbreitung des Resonanzkegels in der r - z -Ebene (Parameter s.Text)

Diese Messung kann nun mit dem Resultat der Rechnung verglichen werden, die unter Zugrundelegung der o.a. Parameter durchgeführt wurde. Dazu ist in Abb. 6.14 das berechnete Strahlungsfeld der Sendeantenne in der gleichen Weise aufgetragen, die Markierung bei $\Delta z = \pm 500$ ermöglicht einen einfachen quantitativen Vergleich zwischen Messung und Rechnung:

	$\vartheta_{c \uparrow \downarrow} = 23.6^\circ$
Messung	$\vartheta_{c \downarrow \uparrow} = 18.7^\circ, \quad \Delta \vartheta_{2,1 \downarrow \uparrow} = 8.7^\circ$
	$\vartheta_{c \uparrow \downarrow} = 22.8^\circ$
Rechnung	$\vartheta_{c \downarrow \uparrow} = 17.3^\circ, \quad \Delta \vartheta_{2,1 \downarrow \uparrow} = 7.9^\circ$

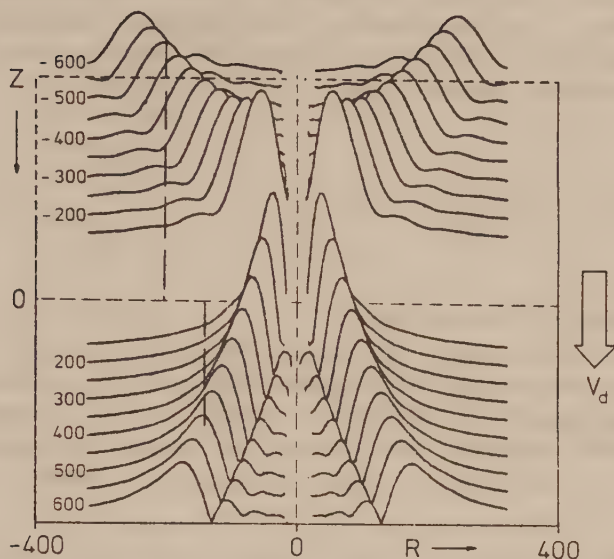


Abb. 6.14: Berechnete Ausbreitung des Resonanzkegels in der r - z -Ebene (Parameter s. Text)

Neben dem Vergleich mit der kinetischen Theorie ist ein Absolutvergleich der aus der Resonanzkegelmethode bestimmten Driftgeschwindigkeit mit unabhängig davon gemessenen Werten möglich. Die unabhängige Bestimmung wird dazu anhand der Stromdichte im Drift-Kreis durchgeführt. Diese kann aus den Parametern Strom im Driftkreis, Fläche der Driftelektrode und Dichte der Ladungsträger (=Plasmadichte) bestimmt werden:

$$(6.3) \quad v_d = -\frac{I_d}{F \cdot n_e \cdot e}$$

Zur Bestimmung der Elektronendichte wird die Resonanzkegelmethode benutzt, da diese im magnetisierten Plasma verlässlicher ist, als die Messung mit einer Zylinder-Sonde. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die Dichte der Ladungsträger nicht über die gesamte Elektrodenfläche

konstant ist, wie die Messung der radialen Dichteverteilung zeigt (Abb. 6.8). Der Vergleich des gemessenen Dichteprofiles mit einem kastenförmigen Profil zeigt vielmehr, daß die effektive Elektrodenfläche gegenüber der geometrischen Fläche vermindert ist. Die Größe der effektiven Fläche kann über das Dichteprofil bestimmt werden:

$$(6.4) \quad A_{eff} = 2 \frac{1}{n_{max}} \cdot \int_0^a dr \, r \cdot n(r)$$

a ist der Radius der Driftelektrode.

Wegen der Einschnürung des Plasmadurchmessers bei der Anwesenheit starker Dichtefluktuationen variiert der Faktor, um den die effektive Elektrodenfläche kleiner ist, beim Übergang von geringen Spannungen des Driftkreises zur Betriebsart, die durch die anomale Resistivität gekennzeichnet ist:

$$(6.5) \quad \frac{A_{eff}}{A_{geom}} = \begin{cases} 0.69 \text{ für } U_d = -10V \\ 0.50 \text{ für } U_d = 27V \end{cases}$$

Der Vergleich der aus dem Driftstrom bestimmten Driftgeschwindigkeit mit dem Wert, den die Resonanzkegelmethode ergibt, ist in Abb. 6.16 aufgetragen. Davor sind in den Abbildungen 6.14 und 6.15 zunächst der Verlauf des Stromes im Driftkreis bzw. der Elektronentemperatur und -dichte bei Variation der Driftspannung dargestellt.

Bei $U_d \approx 0V$ setzt anomale Resistivität ein und begrenzt den Strom auf einen Wert von $I_{d,max} \approx 0.7A$. Bei Spannungen von mehr als 30V sinkt der Strom auf die Hälfte dieses Maximalwertes. Die Elektronentemperatur bleibt für alle Driftspannungen nahezu konstant; die Schwankungen liegen im Bereich des systematischen Meßfehlers. Hingegen nimmt die Elektronendichte infolge der stromgetriebenen Turbulenz gleich beim Anlegen der Driftspannung ab und sinkt auf einen Sättigungswert, der bei etwa einem Drittel der Anfangsdichte liegt.

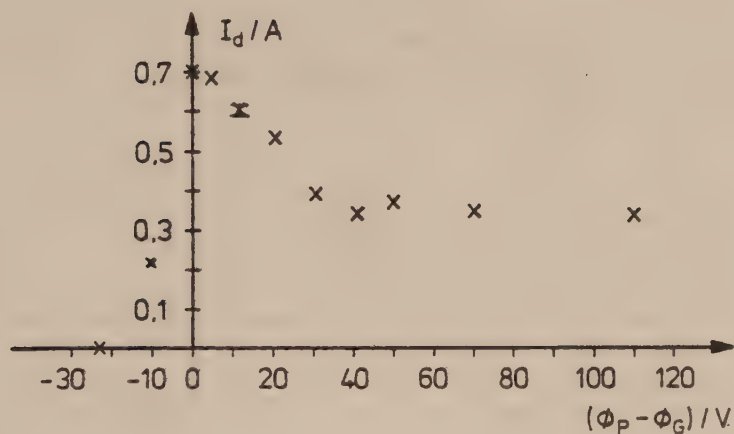


Abb. 6.15: Verlauf des elektrischen Stromes im Driftkreis bei Erhöhung der Driftspannung

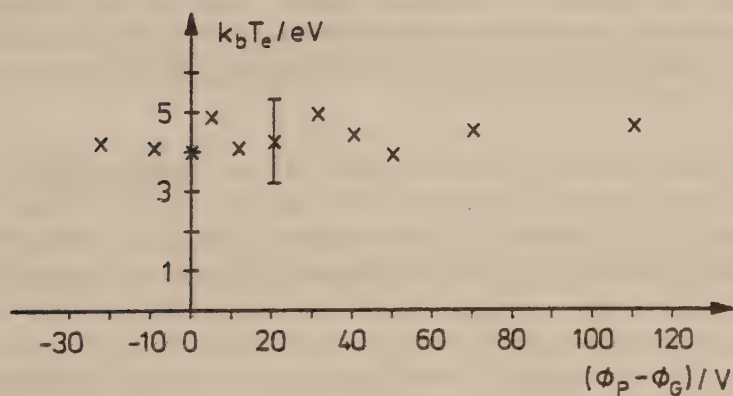


Abb. 6.16: Elektronentemperatur bei Variation der Driftspannung

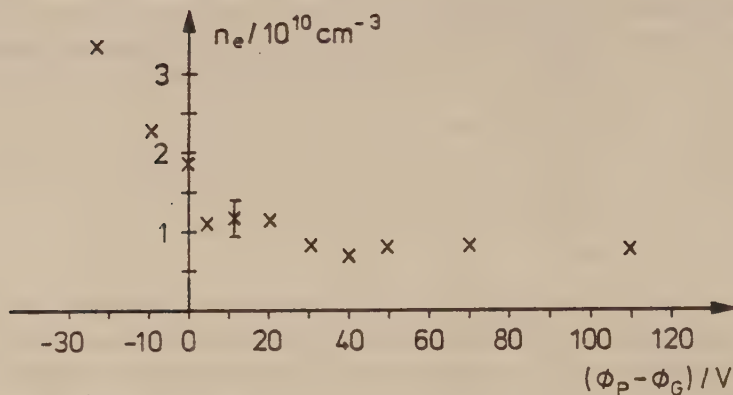


Abb. 6.17: Elektronendichte bei Variation der Driftspannung

Aus diesen Verläufen der Elektronendichte und des Driftstromes I_a erhält man eine Driftgeschwindigkeit, die mit zunehmender Spannung solange ansteigt, bis aufgrund der einsetzenden anomalen Resistivität der Stromverlauf abknickt (Abb. 6.17). Beim Überschreiten einer Driftspannung von $U_d=30V$ tritt eine Sättigung der Driftgeschwindigkeit bei einem berechneten Wert von $v_d \approx 1.7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ein.

Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus den gemessenen Resonanzkegeln führt zu Werten, die mit den unabhängig gemessenen im Verlauf der gesamten U_d - I_a - Kennlinie gut übereinstimmen (Abb. 6.17). Beide Werte liegen durchweg im Bereich des Meßfehlers der jeweils anderen Methode.

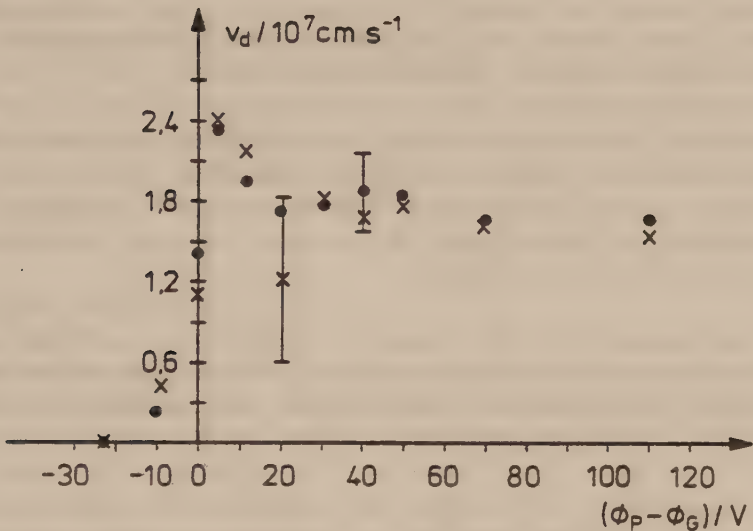


Abb. 6.18: Vergleich der Driftgeschwindigkeit, ermittelt aus der Resonanzkegelmethode (x) und aus der elektrischen Stromdichte (•) in Abhängigkeit von der aufgeprägten Driftspannung

6.3 Zusammenfassung

Durch das Anlegen einer äußeren Gleichspannung ist es gelungen, dem thermischen Plasma im Untersuchungsvolumen eine Driftbewegung der Elektronen zu überlagern. Die Strom- Spannungs-Charakteristik des Driftkreises ist gekennzeichnet durch den Einsatz anomaler Resistivität beim Überschreiten einer Schwellspannung. Dieser Übergang konnte auf die Erhöhung des Turbulenzgrades zurückgeführt werden und ist mit einer Abnahme der Gleichgewichtsdichte verbunden.

Die in diesem System angeregten Resonanzkegel zeigen eine deutliche upstream- downstream- Asymmetrie des Öffnungswinkels. Aus dieser Ver-

schiebung kann - zusammen mit den gemittelten Beträgen des Öffnungswinkels sowie des thermischen Interferenzabstandes - die Driftgeschwindigkeit als zusätzlicher Parameter neben der Elektronendichte und -temperatur bestimmt werden. Der Vergleich dieser Methode mit einem unabhängigen Verfahren führt zu einer sehr guten Übereinstimmung der Driftgeschwindigkeiten im gesamten Bereich des einstellbaren Driftstromes.

Ebenfalls positiv fällt der Vergleich der gemessenen Resonanzkegel mit den Resultaten der kinetischen Theorie unter Zugrundelegung der experimentellen Parameter aus: Kinetische Rechnungen bestätigen den Betrag der Verschiebung der Öffnungswinkels und eine geringe Asymmetrie hinsichtlich der thermischen Interferenzabstände.

Resonanzkegel unter dem Einfluß der erhöhten Plasmaturbulenz im Bereich jenseits der Schwellspannung sind durch eine Verbreiterung des räumlichen Resonanzkegelmusters gekennzeichnet. Dieser Effekt ist mit dem Einfluß von Stoßdämpfung vergleichbar.

Ausgehend von diesen Erfahrungen mit Resonanzkegeln in einem bewegten Plasma, soll im nächsten Schritt das Resonanzkegelverfahren an einem Plasma eingesetzt werden, dessen Verteilungsfunktion exemplarisch für ein nichtthermisches Plasma ist.

7. RESONANZKEGEL IM STRAHL- PLASMA SYSTEM

Als ein weitererg gehender Modellfall für ein nichtthermisches Plasma wurde ein Strahl- Plasma System experimentell realisiert. Die Erzeugung dieses Plasmas, die Bestimmung seiner Elektronenverteilungsfunktion mit Hilfe einer ebenen Sonde, die Untersuchung der in diesem System selbsterzeugten instabilen Wellen und schließlich die Resultate der Resonanzkegelmessungen sind Themen dieses Kapitels.

7.1 Das Strahl- Plasma

Zum Einschub eines Elektronenstrahls wird das Untersuchungsvolumen an der der Erzeugungskammer abgewandten Seite um eine 27cm lange Sektion erweitert. Dieser Teil der Apparatur besteht aus dem Träger der Strahlkathode, einem Verlängerungsflansch und einem Paar von Magnetspulen. Da die Strahlelektronen thermisch aus einer indirekt beheizten Kathode emittiert werden, ist es notwendig, die abgestrahlte Wärme direkt am Ort der heißen Kathode abzuführen. Dazu ist der Verlängerungsflansch vorgesehen, der doppelwandig ausgelegt und wassergekühlt ist. Die beiden Magnetfeldspulen haben die Aufgabe, den homogenen Feldbereich zu verlängern, damit die aus der Kathode austretenden Elektronen nicht gegen ein magnetisches Spiegelfeld anlaufen müssen.

Die Strahlkathode selbst besteht aus einem Edelstahltopf (Abb. 7.1), der auf einer Keramik- Platte sitzt. Zwischen der Deckelfläche des Topfes und der Trägerplatte ist die Heizwendel eingebaut, ein Wolframdraht von 51cm Länge, der im heißen Zustand mäanderförmig gebogen wird. Die emittierende Oberfläche ist mit einer Barium- Strontium- Oxidpaste beschichtet, um die Emissivität der Kathode zu erhöhen. Der Deckelflansch der Apparatur, der als Träger der Anordnung dient, wird ebenfalls wassergekühlt. Hier befinden sich zwei Vakuumflansche, um erstens in den Kathodenraum einsehen zu können und zweitens einen axial verschiebbaren Sondenträger einzuführen.

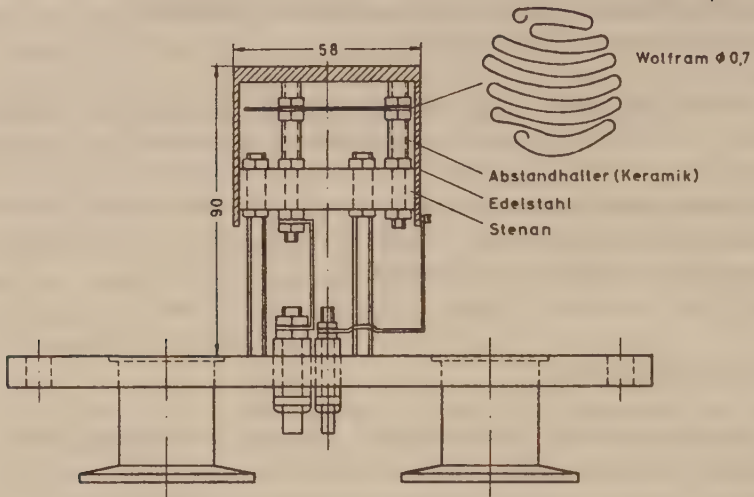


Abb. 7.1: Aufbau der thermischen Strahlkathode. (Alle Maße in mm)

In der Abb. 7.2 ist der Gesamtaufbau des Strahl-Plasma Experiments skizziert. Um die zeitliche Entwicklung des Elektronenstrahls zu verfolgen und seinen Einfluß auf die Dispersionseigenschaften des Hintergrundplasmas zeitaufgelöst untersuchen zu können, wird die Strahlkathode gepulst betrieben. Die elektrische Energie wird einer kleinen Kondensatorbatterie entnommen, damit über der Pulsdauer eine konstante Spannung zur Verfügung steht. Als Referenzelektrode mit Plasmakontakt wird wie zuvor das geerdete Extraktionsgitter benutzt, d.h. die Kathode wird negativ gegen Masse vorgespannt. Als schneller Schalter des Strahlstroms dient ein Leistungstransistor, der von einem Pulsgeber angesteuert wird. Diesem Pulsgeber werden alle Triggersignale für die zeitaufgelöste Meßtechnik entnommen.

Strahl-Plasma Experiment

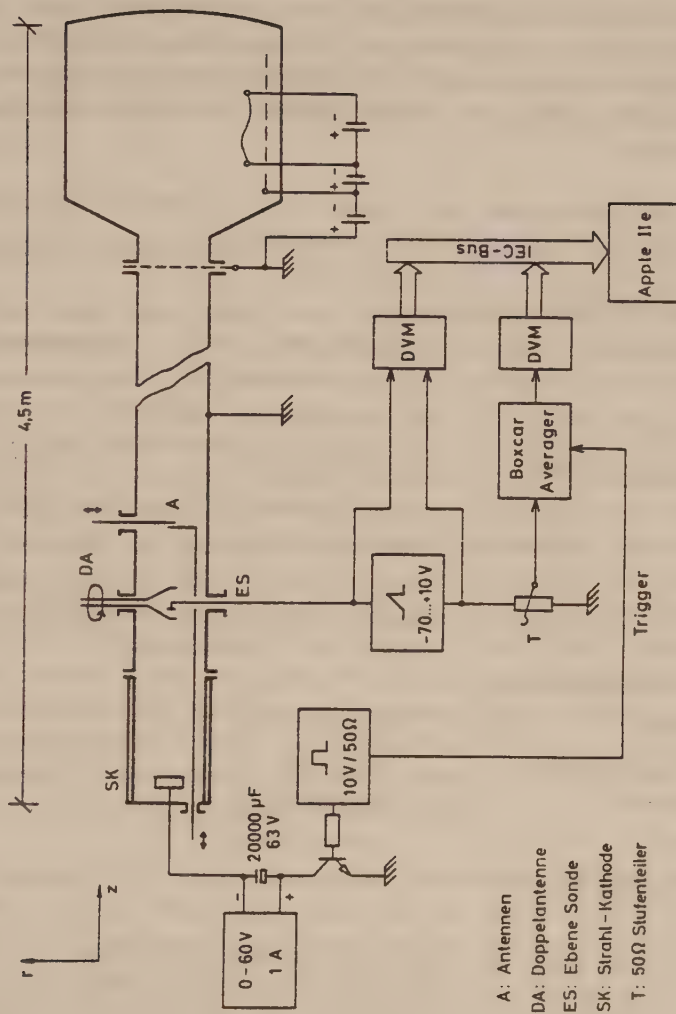


Abb. 7.2: Skizze der Strahl-Plasma Apparatur

In das Bild wurden verschiedene Antennen zur Messung der Standardparameter, zur Untersuchung der selbsterzeugten Wellen dieses instabilen Plasmas und zum Nachweis der Resonanzkegel eingezeichnet. Ebenfalls dargestellt ist eine ebene Sonde und der Meßaufbau zur Bestimmung der Verteilungsfunktion der Elektronengeschwindigkeit parallel zur Magnetfeldrichtung.

Die Basisparameter des Plasmas sowie die Methoden ihrer Bestimmung sind in der folgenden Liste zusammengefasst:

Hintergrund:

Magnetfeld	: $B_z = 66.0 \text{ mT}$	Rechnung
	$\omega_{ce} = 1.17 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$	Hall-Sonde
Druck	: $p_0 = 0.1 \text{ Pa}$	
Elektr. Dichte	: $n_e < 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	Zyl. Sonde
	$\omega_{pe} < 1.25 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$	Res. Kegel
Elektr. Temperatur	: $k_B T_e = (3-5.2) \text{ eV}$	eb. Sonde
		Res. Kegel
Ionentemperatur	: $k_B T_i = (0.35-0.45) \text{ eV}$	Energ. Anal.

Elektronenstrahl:

Dauer	: $t_b = (5-50) \mu\text{s}$
Periodendauer	: $T_b = 1.5 \text{ ms}$
Energie	: $eU_b = (15-55) \text{ eV}$
Strom	: $I_b = (0.3-2) \text{ A}$
Dichteanteil	: $\alpha = 0 (5\%)$

Die Abschätzung der Dichte der Strahlelektronen basiert auf der elektrischen Stromdichte, der Kathodenfläche und der Geschwindigkeit der Strahlelektronen, die wiederum aus der eingestellten Strahlenergie eU_b berechnet wird. (Der Nachweis darüber, daß die Energie der Elektronen tatsächlich dem eingestellten Potentialabfall entspricht, erfolgt später.)

Ein Mechanismus, der wesentlich zur Heizung der Kathode beiträgt, ist die Ionenrückheizung, so daß sich eine stabile Gleichgewichtstemperatur der

Oberfläche erst nach einer Betriebsdauer von ca. einer Stunde einstellt. Die Abhängigkeit der Kathodenemissivität von der Effektivität der Rückheizung hat auf der anderen Seite jedoch den Vorteil, daß durch Variation der Dauer und Repetitionsrate des Strahlpulses die Strahlintensität empfindlich eingestellt werden kann, ohne daß die elektrische Heizleistung verändert werden muß

7.2 Messung der Verteilungsfunktion

Mit Hilfe einer ebenen Sonde kann die Verteilungsfunktion der Elektronengeschwindigkeit parallel zur Magnetfeldrichtung zeitlaufgelöst bestimmt werden. Die Methode beruht auf der Berechnung der ersten Ableitung der Sondenkennlinie $I_s(U_s)$, die auf einer Energieskala direkt zur Geschwindigkeitsverteilungsfunktion proportional ist (s. Kap. 4). Der Meßaufbau dazu ist in Abb. 7.2 skizziert: an einem 50 Ohm- Meßwiderstand wird eine dem Sondenstrom proportionale Spannung abgegriffen und einem Boxcar- Averager mit zeitlich variablem Meßfenster zugeführt. Die Breite des Meßfensters beträgt 80ns. Das Eingangssignal wird zunächst über 0.1µs gemittelt, anschließend wird noch eine Mittelung über 10 Strahl- Pulse durchgeführt. Das Ausgangssignal des Boxcars wird einem digitalen Multimeter zugeführt, das über einen IEC- Bus mit dem Auswerterechner (Apple IIe Mikrocomputer) verbunden ist. Die Sondenvorspannung wird einem Funktionsgenerator mit nachgeschaltetem Spannungsverstärker entnommen und ebenfalls von einem digitalen Multimeter erfasst und auf den Rechner übertragen. Die Dauer einer Messung beträgt ca. 2min.

Zur Berechnung der ersten Ableitung des Sondenstroms wird für jeden der 250 gemessenen Punkte der Kennlinie in einem Intervall von typischerweise 8 Meßpunkten eine Regressionsgerade für den Sondenstrom berechnet. Die Steigung dieser Geraden wird dann als Betrag der ersten Ableitung bei der zugehörigen Sondenspannung eingetragen. Anschließend wird das Intervall um einen Meßpunkt verschoben.

In Abb. 7.3 ist das Resultat einer solchen Messung dargestellt. Abgebildet sind jeweils die Sondenkennlinie und ihre erste Ableitung für den Fall ohne bzw. mit Strahleinschuß. Der Ableitung liegt die gleiche Abszisse wie der Kennlinie selbst zugrunde, d.h. die Energieskala verläuft

mit steigendem Betrag von rechts nach links. Der Absolutwert ist gleich dem Absolutbetrag der Sondenspannung, multipliziert mit dem Faktor e . Die Strahlenergie eU_b beträgt bei dieser Messung 48eV , der Strahlstrom $I_b=0.3\text{A}$.

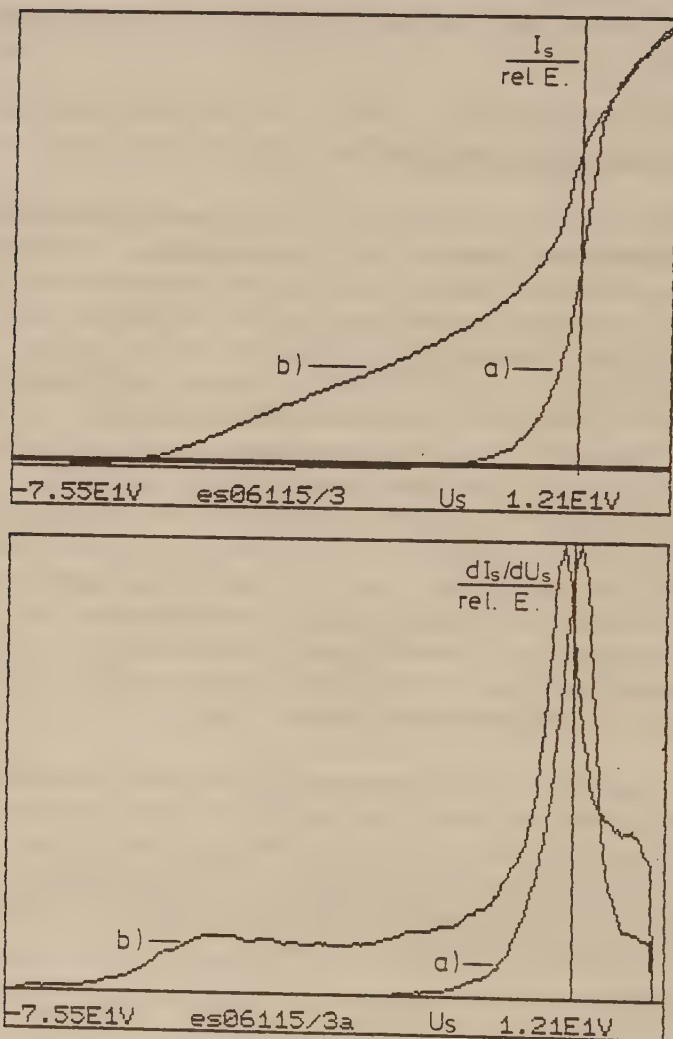


Abb. 7.3: Kennlinie der ebenen Sonde (oben) sowie erste Ableitung (unten) mit und ohne Strahleinschuß ((a) bzw. (b)). $U_b = -48\text{V}$

Der Effekt des Elektronenstrahls ist bereits bei der Sondenkennlinie deutlich zu erkennen. Die Verteilungsfunktion weist in einem Bereich, der bei der eingestellten Strahlenergie beginnt und bis zum Kern der Verteilung reicht, ein ausgeprägtes Plateau auf. Die Messung entspricht damit der Beschreibung durch die quasilineare Theorie der Strahl-Plasma-Wechselwirkung /7.1, 7.2/.

Die Entstehung des quasilinearen Plateaus kann folgendermaßen beschrieben werden: Zu Beginn der Phase haben die Strahlelektronen eine endliche wenn auch geringe Energieverteilung um den Betrag der mittleren Strahlenergie. In dieser Anfangsverteilung existiert ein Geschwindigkeitsbereich, in dem $\partial f(v_z)/\partial v_z > 0$ ist. Dieser Zustand ist für Wellen mit einer Phasengeschwindigkeit, die genau in diesem Bereich der Strahlverteilung liegt, instabil, und es werden durch inverse Strahl-Landaudämpfung Wellen angeregt. Die Wellenanregung geschieht auf Kosten der Teilchenenergie und so verschiebt sich langsam der Instabilitätsbereich in Richtung kleinerer Geschwindigkeiten. Der Relaxationsprozeß endet, wenn durch die Diffusion im Geschwindigkeitsraum die Strahlteilchen ein Geschwindigkeit angenommen haben, die mit der thermischen Geschwindigkeit des Kerns der Verteilungsfunktion vergleichbar ist. Dies ist genau der Zustand, der bei diesem Experiment beobachtet wird: die Verteilungsfunktion weist im Bereich überthermischer Energien ein breites Plateau auf. Insgesamt geht nach dieser Theorie ungefähr ein Drittel der Teilchenenergie des Elektronenstrahls in das Spektrum der instabil erzeugten Wellen über /7.2/. Die zugrundeliegende Instabilität wird als Zweistrominstabilität klassifiziert, da die Driftgeschwindigkeit der Strahlpopulation groß ist gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Hintergrundelektronen. Die Verteilung der selbsterzeugten Wellen im Frequenzraum ist aufgrund des diffusionsartigen Erzeugungsmechanismus endlich breit, die maximale Anwachsrate $\omega_{1 \max}$ folgt aus der Bedingung der Resonanz zwischen der Eigenfrequenz ω_{pe} der Plasmaelektronen und der Welle im Strahl, deren Frequenz durch die Strahlgeschwindigkeit $v_b = (2U_b/m_e)^{1/2}$ und Wellenzahl k bestimmt ist /7.2/:

$$(7.1) \quad \omega_{1 \max} = \omega_{pe} (\sqrt{3/2}) (n_b/n_e)^{1/3}$$

Hier bezeichnet n_b die Dichte der Strahlelektronen und n_e die Hintergrunddichte.

Die Anwachsrate ist bei den hier vorliegenden experimentellen Parametern groß:

$$(7.2) \quad \begin{aligned} \omega_i \max &= 1.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \\ \text{für } n_b/n_e &= 0.05, \quad n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Die charakteristische Dauer der Anwachsphase, die das 5-fache der reziproken Anwachsrate beträgt, liegt in der Größenordnung einer Nanosekunde. Das bedeutet für dieses Experiment, daß die Entstehung der instabilen Wellen an diesem Experiment zeitlich nicht aufgelöst werden kann.

Auch die Verfolgung der Vorgeschichte der in Abb. 7.3 dargestellten Verteilungsfunktion ist aufgrund dieser kurzen Zeiten meßtechnisch nicht möglich. Dies hat zwei Gründe: zum einem ist die Zeitauflösung der Sonde prinzipiell auf Zeitskalen der Ionenbewegung beschränkt. Zum zweiten wird durch den hohen Verschiebungsstrom im Sondenkreis der Sondenstrom beim Einschalten des Elektronenstrahls empfindlich gestört, so daß eine Messung der aktuellen Sondenkennlinie zu frühen Zeiten nicht möglich ist. Damit jedoch zu den Wellenuntersuchungen auch die aktuelle Verteilungsfunktion der Plasmaelektronen bekannt ist, beziehen sich diese Untersuchungen beinahe ausschließlich auf Zeiten von etwa 1 µs nach Strahlbeginn, d.h. auf solche Zustände der Verteilungsfunktion, die durch Abb. 7.3 charakterisiert sind.

Mit Hilfe einer axial verschiebbaren Sonde ist es allerdings möglich, die räumliche Entwicklung des Elektronenstrahls darzustellen. Die in Abb. 7.4 dargestellte Meßreihe zeigt die Verteilungsfunktion bei verschiedenen Abständen von der Kathode. Die kleinste Entfernung beträgt 7.4 cm, da bei noch geringeren Abständen die Strahlintensität infolge der Schattenwirkung der Sonde abnahm.

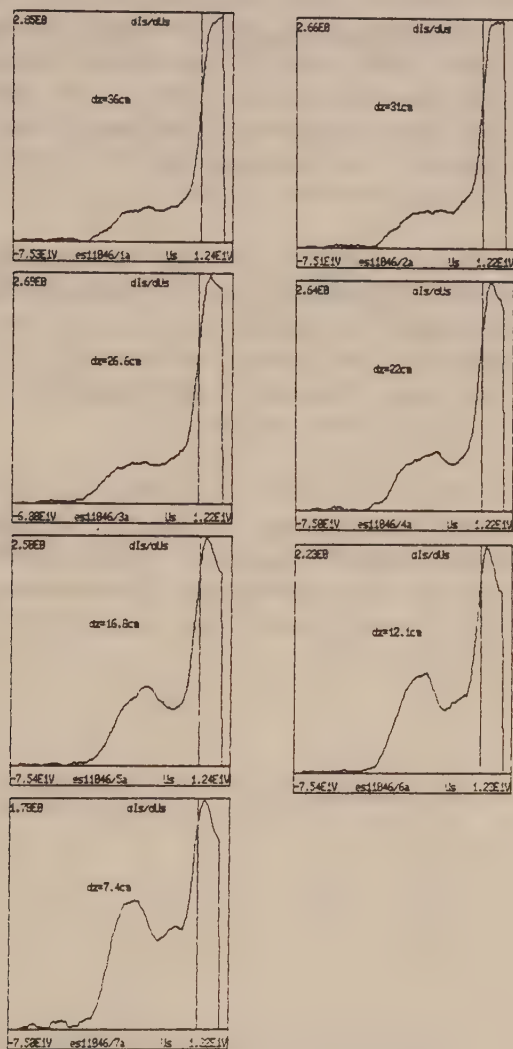


Abb. 7.4: Verteilungsfunktion bei verschiedenen Abständen von der Kathode. $U_b=25\text{V}$

Diese Messung demonstriert auf der räumlichen Skala deutlich den Übergang von einer Strahlverteilung mit endlicher Breite zum quasistationären Plateau. Man kann dieser Messung darüberhinaus entnehmen, daß das Kathodenpotential über eine nur kurze Strecke vor der Kathode vollständig abfällt und nicht etwa gleichmässig bis hin zum Ort des Extraktionsgitters: Das Maximum der Strahlkomponente liegt genau im Bereich der eingestellten Potentialdifferenz von $U_b=25V$.

Das Meßverfahren macht es nun auch leicht möglich, anhand der Verteilungsfunktion Veränderungen der einstellbaren Strahl- Plasma- Parameter zu verfolgen. Eine Meßreihe dazu, bei der durch Variation des Kathodenpotentials die Strahlenergie verändert wurde, ist in Abb. 7.5 dargestellt. Die jeweils eingestellte Kathodenspannung U_b ist in Form kleiner Balken auf der x-Achse markiert.

Die Elektronendichte des Hintergrundplasmas kann über den Extraktionsstrom zwischen dem Gitter und der Anode der Magnetic- Box-Entladung gezielt beeinflusst werden. In einer weiteren Meßreihe wurden so Verteilungsfunktionen bei unterschiedlichen Hintergrundsdichten aufgenommen (Abb. 7.6). Die Strahlintensität bleibt dazu für eine genügend lange Zeit stabil.

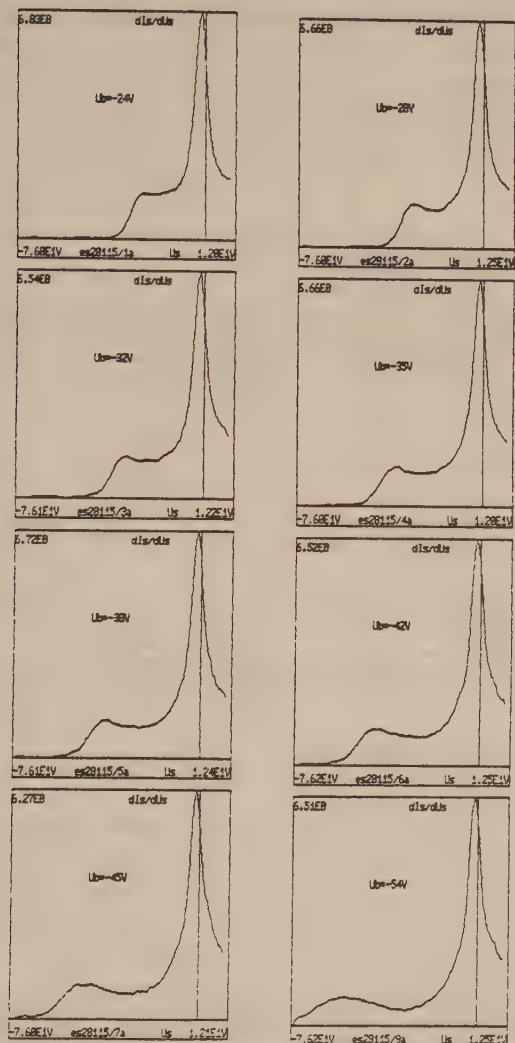


Abb. 7.5: Verteilungsfunktion bei verschiedenen Strahlenergien

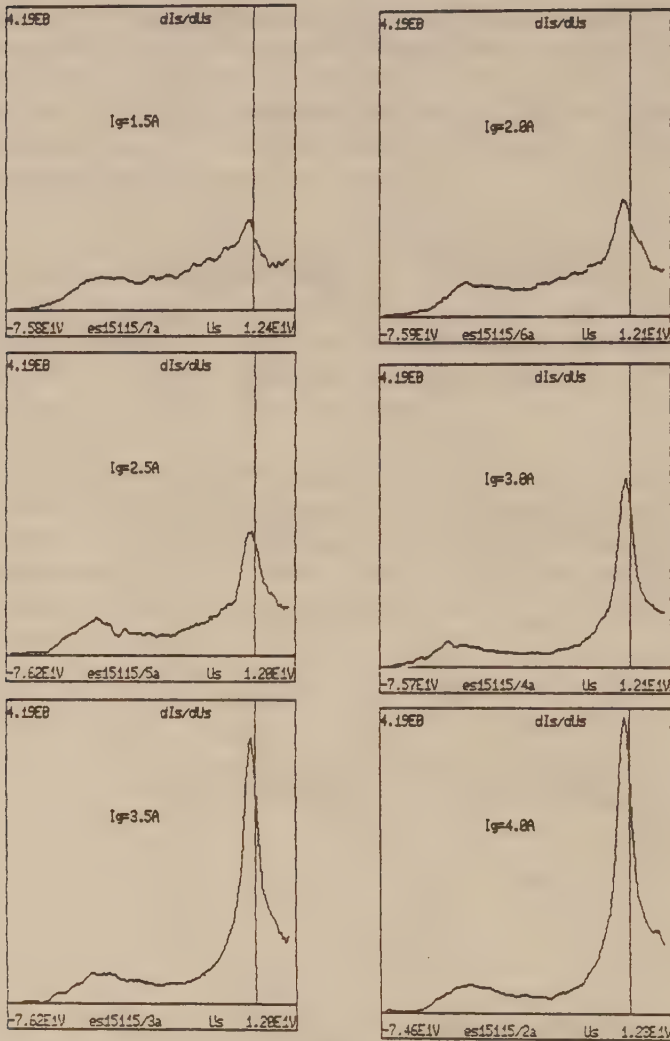


Abb. 7.6: Verteilungsfunktion bei verschiedenen Hintergrunddichten.
 I_g : Extraktionsstrom

Die radiale Verteilung der Strahldichte bestimmt werden, indem mit einer um -10V negativ vorgespannten Sonde der Strom gemessen wurde, der durch die überthermischen Strahlelektronen getragen wird. Die Differenz zwischen diesem Betrag und dem des Ionensättigungsstroms (gemessen bei -75V) ist bei einer radial konstanten "Temperatur" der Strahlelektronen ein direktes Maß für die Teilchendichte des Elektronenstrahls. Das Ergebniss dieser Messung ist in Abb. 7.7 gezeigt.

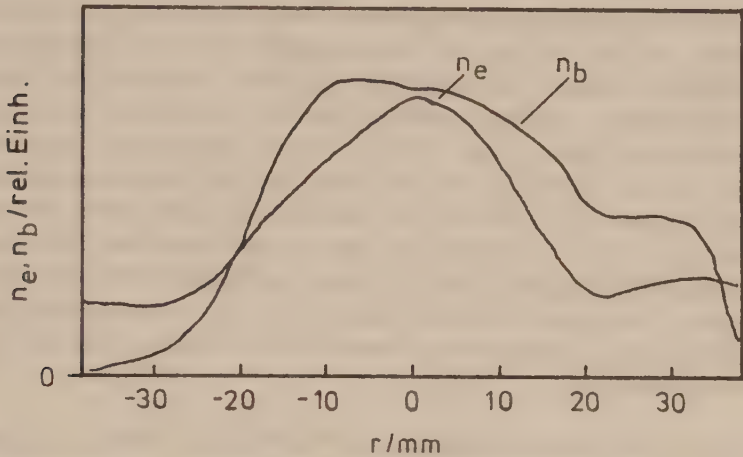


Abb. 7.7: Radiale Verteilung der Hintergrunds- und Strahldichte

Diese Messungen zeigen, daß mit Hilfe der ebenen Sonde die Verteilungsfunktion des Strahl- Plasmas mit guter Genauigkeit gemessen werden kann. Mit der o.a. Einschränkung im Hinblick auf die Zeitauflösung ist somit zu allen Untersuchungen die dem Plasma zugrunde liegende aktuelle Verteilungsfunktion direkt zugänglich. Dies hat insbesondere eine Bedeutung für die Vergleiche der gemessenen Resonanzkegel mit der kinetischen Theorie, die explizit auf der Form der Verteilung basiert.

7.3 Untersuchung der selbsterzeugten Wellen

Nachdem im Zusammenhang mit der Beschreibung der Elektronenverteilungsfunktion bereits das theoretische Modell für die Entstehung des instabilen Wellenfeldes erläutert wurde, werden nun die experimentellen Untersuchungen der turbulenten Wellen in diesem Plasma vorgestellt.

Die spektrale Verteilung der turbulenten HF-Leistung wurde zunächst mit einem Spektrumsanalysator ausgemessen. Dazu wurde der Analysator so eingestellt, daß er mit minimaler Geschwindigkeit über den gewünschten Frequenzbereich strich. Das Ausgangssignal wurde aufgeteilt und zwei getrennten Boxcar- Kanälen zugeführt. Wegen der maximalen Bandbreite des Spektrumsanalysators von 300 kHz, ist die Zeitauflösung bei dieser Methode auf $3\mu\text{s}$ beschränkt, was dazu führt, daß alle Meßfenster um $3\mu\text{s}$ relativ zum gewünschten Zeitpunkt der Messung verschoben werden müssen. Ein Meßfenster wird so eingestellt, daß es die HF-Leistung vor dem Strahlpuls mißt, das zweite mißt zu einem gewünschten Zeitpunkt nach Pulsbeginn. Der Boxcar Averager kann so die HF- Leistung vor dem Strahleinschuß über mehrerer Pulse gemittelt von der Leistung während des Strahls subtrahieren.

Auf diese Weise wurde das HF- Spektrum der instabilen Wellen in einem Bereich bis 2GHz ausgemessen. In der Abb. 7.8 ist dieses Spektrum, gemessen $1\mu\text{s}$ nach Strahlbeginn, dargestellt. Es enthält Anteile bis hinauf zur Plasmafrequenz ($f_{pe}=1.2\text{GHz}$) und ist deutlich struktuiert.

Ursache der Struktur sind wahrscheinlich geometrische Resonanzen in diesem Systems, das aus einem mit einem Plasma gefüllten, geschlossenen Hohlleiter besteht. Dadurch werden bestimmte Moden des ursprünglich breiten Spektrums betont.

Zur Bestimmung der relativen radialen Verteilung der HF-Leistung wurde ein Detektor eingesetzt, der aus einem breitbandigen Verstärker, einem symmetrischen Leistungsteiler und einem HF- Mischer besteht (Abb. 7.9).

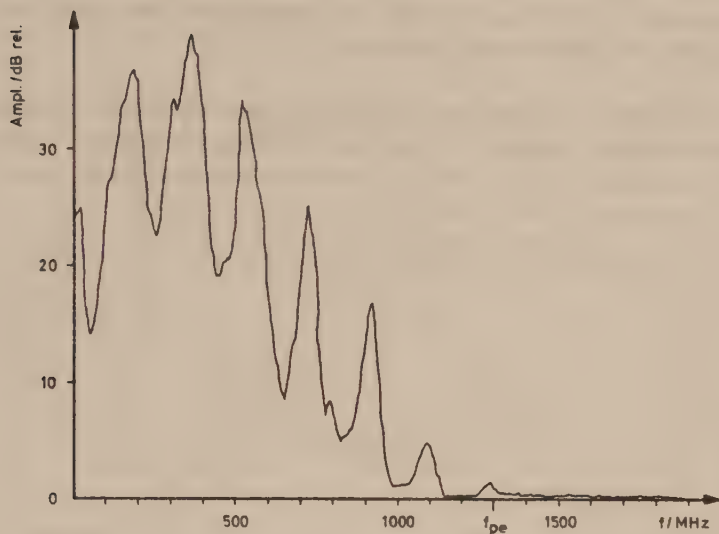


Abb. 7.8: Frequenzspektrum der HF- Instabilität 1 μ s nach Strahleinschuß

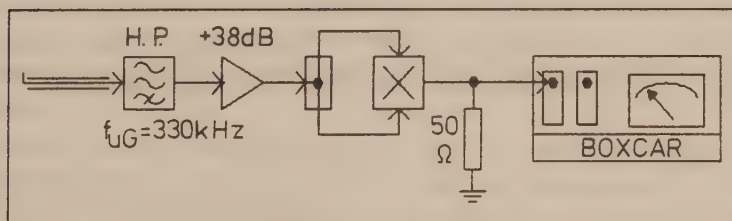


Abb. 7.9: Aufbau des HF- Leistungsdetektors

Der Detektor mißt die Fluktuation des Floatingpotentials einer radial verschiebbaren Sonde. Bei gleich langen Verbindungen zwischen dem Leistungsteiler und dem Mischer ist dessen Ausgangssignal proportional zum Produkt der Amplituden der an beiden Eingängen anliegenden HF-Spannungen, und somit ein Maß für die HF- Leistung. Dabei wird über ein

Frequenzintervall gemittelt, das durch die Bauart von Signalteller und Mischer bestimmt ist und hier von 1MHz bis 850MHz reicht. Diese Bandbreite bestimmt auch die Zeitauflösung des Systems.

Die radiale HF-Leistungsverteilung kann mit dem Radialprofil der Plasmadichte verglichen werden: Sie weist ein eindeutiges Maximum in der Mitte der Plasmasäule, d.h. am Ort der maximalen Dichte auf (Abb. 7.10).

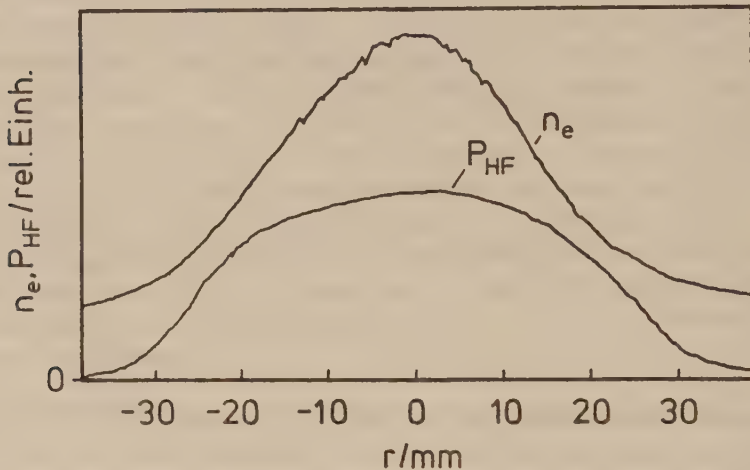


Abb. 7.10: Radiale Verteilung der Plasmadichte und HF-Leistung

Die Messung deutet darauf hin, daß der Erzeugungsprozeß der HF-Fluktuationen ein Volumenprozeß ist, und nicht etwa am Rand der Plasmasäule lokalisiert ist, wo der Dichtegradient sein Maximum hat.

Mit Hilfe des HF-Detektors ist es auch möglich, die zeitliche Entwicklung der instabilen Wellen im o.a. Frequenzintervall zu verfolgen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 7.11 dargestellt. Zum Vergleich ist der zeitliche Verlauf der relativen Kathodenspannung mit eingezeichnet.

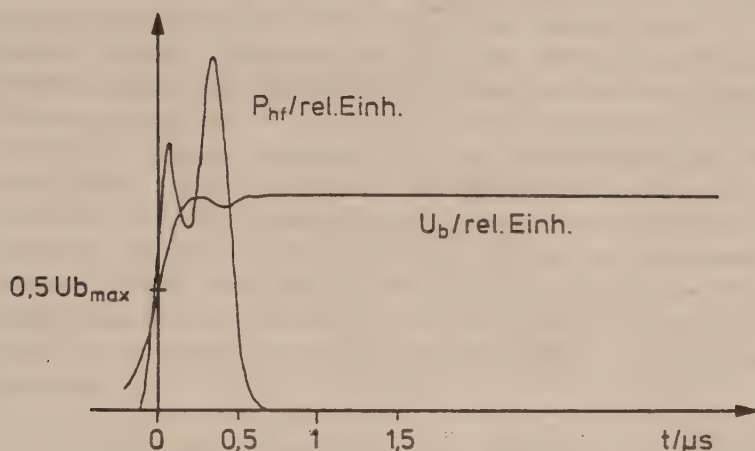


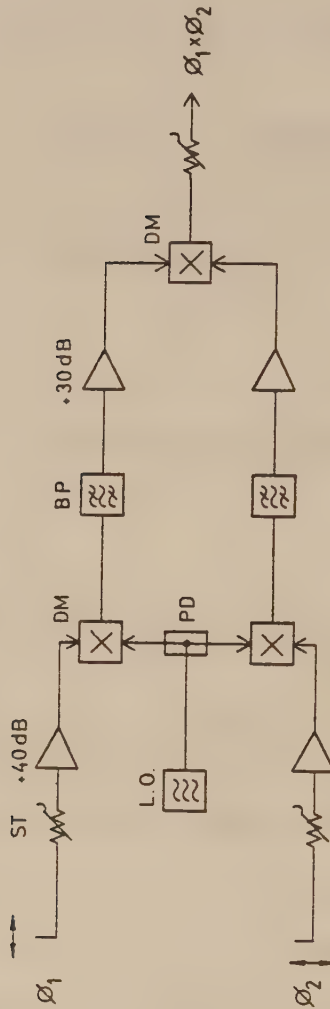
Abb. 7.11: Zeitverlauf der Strahlspannung U_b und der HF-Leistung P_{hf} . Die Zeitskala beginnt zum Zeitpunkt der halben maximalen Strahlspannung

Demnach liegt die Anwachszeit der instabilen Wellen im Bereich der der rezproken Bandbreite des Empfängers, d.h. sie beträgt mindestens 1 ns . Etwa $1 \mu\text{s}$ nach Strahlbeginn hat die turbulente Leistung bereits so stark abgenommen, daß sie mit diesem Empfänger nicht mehr nachgewiesen werden kann.

7.3.1 Das analoge Interferometer

Zu einer ersten Bestimmung der Verteilung der HF- Leistungsdichte im ω - und k - Raum wurde ein analoges HF- Interferometer gebaut und eingesetzt (Abb. 7.12).

Interferometer



BP : Bandpass Filter ZF = 60 MHz

DM : Double balanced mixer

L.O.: Lokal oscillator

PD : Leistungsteiler

ST : 50 Ω - Stufendämpfer

Abb. 7.12: Das analoge HF- Interferometer

Das Interferometer verarbeitet die Signale zweier relativ zueinander verschiebbarer Sonden, die nicht vorgespannt sind und somit den Fluktuationen des Floatingpotentials folgen. Diese Signale werden in zwei Kanälen zunächst vorverstärkt und auf eine niedrige Zwischenfrequenz heruntergemischt. Ein Bandpassfilter am Ausgang der Mischer definiert die Eingangsfrequenz des Systems. Diese ist gleich der Differenz aus der Frequenz des lokalen Oszillators und der Zentralfrequenz des Filters: $f_i = f_{l.o.} - 60 \text{ MHz}$. Die Zeitauflösung des Interferometers ist durch die Bandbreite des Filters, 6 MHz, bestimmt, beträgt also $\tau = 1/\Delta f = 17 \mu\text{s}$. Das Signal wird auf der ZF-Ebene noch einmal verstärkt und einem Ausgangsmischer zugeführt. Dieser Mischer mißt analog die Korrelationsfunktion der beiden Eingangssignale, d.h. das Produkt aus ihren Amplituden und dem Cosinus der Phasenverschiebung der Fluktuation an den Orten der beiden Antennen.

Das Resultat einer solchen Messung zeigt Abb. 7.13. Dargestellt ist das Ausgangssignal des Interferometers, wobei eine Sonde radial an einer zweiten vorbeigeführt wurde. Der Abstand zweier Punkte gleicher Phase ergibt die Wellenlänge des Wellenzuges, der Abfall der Amplituden der Korrelationsfunktion mit zunehmendem Abstand ist ein Maß für die Korrelationslänge des Signals.

Die Bestimmung der zum Magnetfeld parallelen Komponente dieser beiden Größen führt zu folgenden Resultaten: In einem Frequenzintervall von 300 bis 500 MHz nimmt die Wellenlänge linear mit zunehmender Frequenz ab; das Produkt $f_i \cdot \lambda_i$ ist konstant (Abb. 7.14). Die Phasengeschwindigkeit, die sich daraus ergibt, ist proportional zur Wurzel der Strahlenergie. Der Absolutwert von v_{ph} ist allerdings um den Faktor 1.5 größer als die Strahlgeschwindigkeit, gegeben aus $v_b = (2U_b/m_e)^{1/2}$ (Abb. 7.15). Die 1/e-Abfalllänge der räumlichen Korrelation liegt in der Größenordnung einer Wellenlänge. Sie bleibt bei zunehmender Strahlintensität konstant bis der Strahlstrom einen Schwellwert von 0.3 A angenommen hat und fällt danach steil ab (Abb. 7.16).

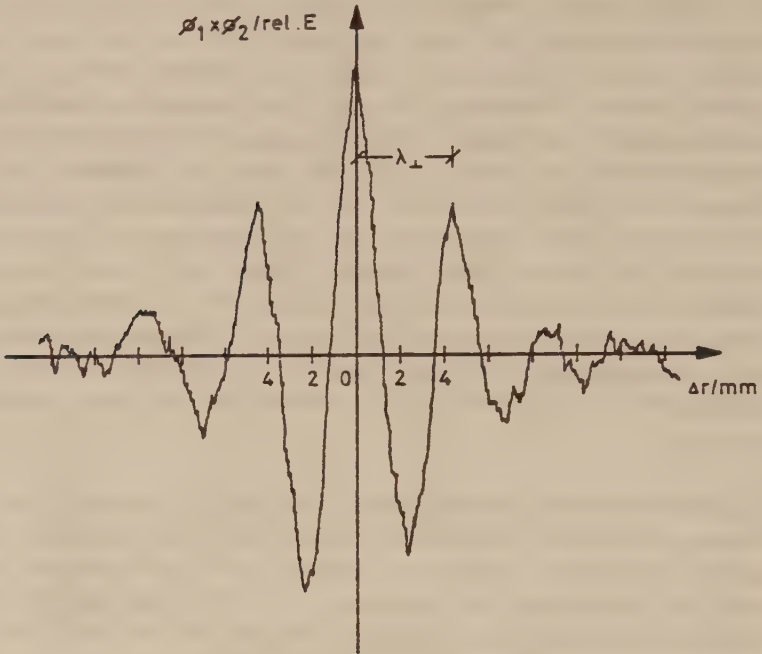


Abb. 7.13: Ausgangssignal des HF-Interferometers in Abhängigkeit vom radialen Abstand zweier Sonden

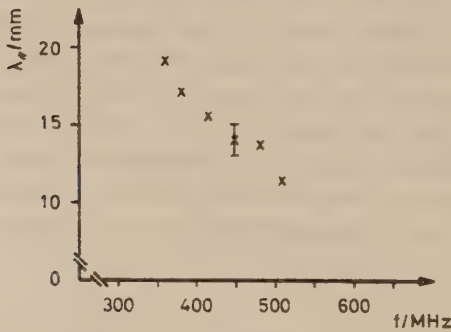


Abb. 7.14: Parallele Wellenlänge in Abhängigkeit von der Frequenz.
 $U_b = 45 \text{ V}$

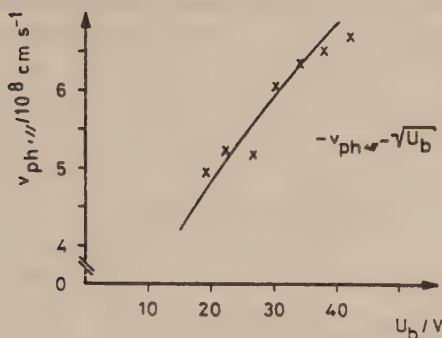


Abb. 7.15: Parallele Phasengeschwindigkeit bei verschiedenen Strahlenergien

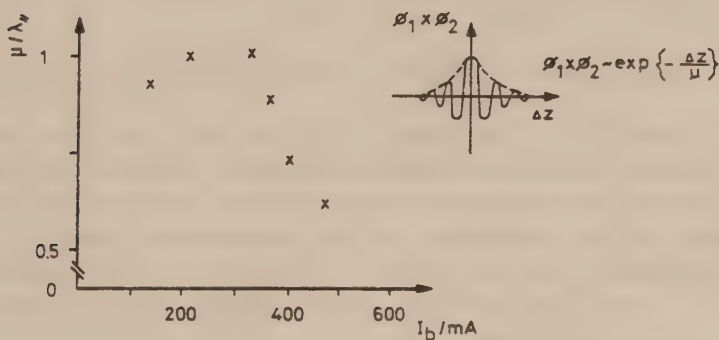


Abb. 7.16: Korrelationslänge in Einheiten der parallel-Wellenlänge bei Variation des Strahlstroms. $U_b = 40 \text{ V}$

Eine weitere Möglichkeit, die Phasengeschwindigkeit des Wellenzuges zu bestimmen, liegt darin, in einen der beiden Meßkanäle ein Zeitverzögerungsglied einzubauen und mit Hilfe des Interferometers durch eine Art Kompensationsmessung die Strecke zu bestimmen, um die sich in dieser Zeit ein Ort gleicher Phase verschoben hat [7.3]. Dazu ist in Abb. 7.17 das Meßverfahren skizziert und das Resultat einer Meßreihe abgebildet. Die auf diese Weise ermittelten Phasengeschwindigkeiten stimmen mit denen überein,

die aus Frequenz und Wellenlänge bestimmt wurden.

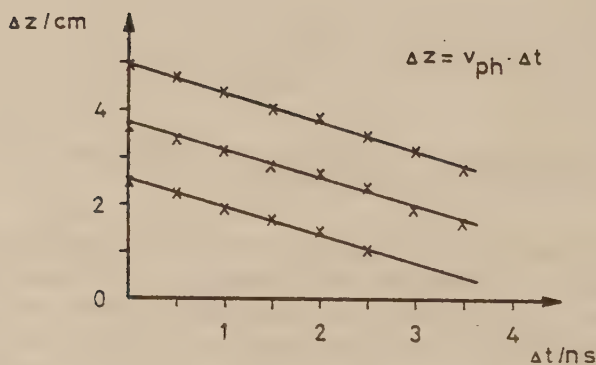
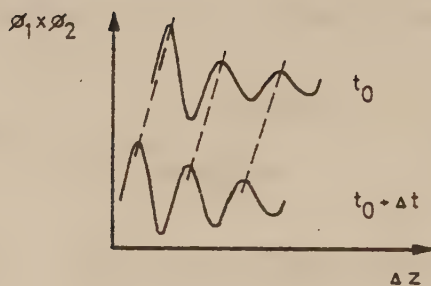
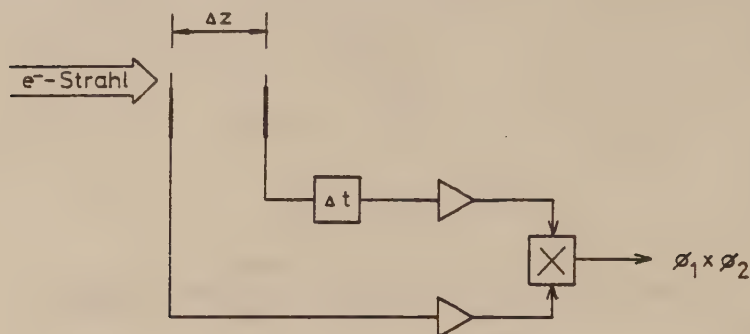


Abb. 7.17: Prinzip der Kompensationsmessung bei Zeitverzögerung und Resultat einer Meßreihe bei $U_b = 40V$

Die Wellenlänge bei der Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld ist um etwa ein Drittel kleiner als λ_e und zeigt einen schwachen Anstieg bei Zunahme der Frequenz (Abb. 7.20).

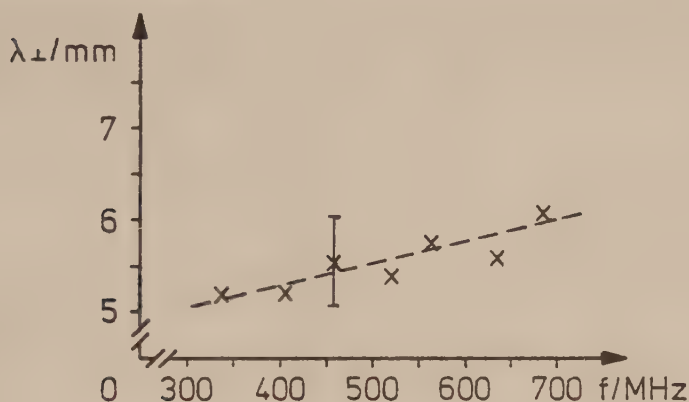


Abb. 7.18: Senkrecht-Wellenlänge in Abhängigkeit von der Frequenz

Um die Ausbreitungsrichtung der Instabilität und die Struktur ihrer Wellenfront genauer zu untersuchen, wurde mit Hilfe zweier Antennen, die axial bzw. radial im Plasma verschiebbar sind, die Korrelationsfunktion in der r - z -Ebene aufgezeichnet. Nach der Übertragung der Lage relativer Minima und Maxima der Funktion in ein r - z -Diagramm, können die beiden gesuchten Informationen dem Bild entnommen werden (Abb. 7.19).

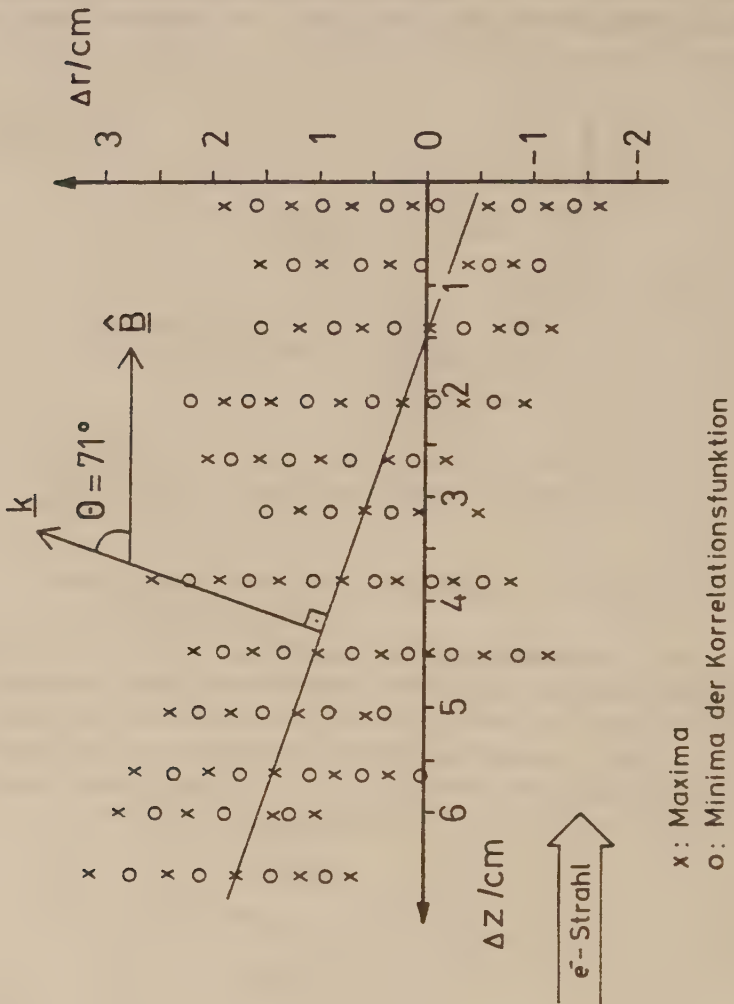


Abb. 7.19: Lage der relativen Extrema der Korrelationsfunktion in der r - z -Ebene

Demnach ist die Wellenfront eben und breitet sich schräg zum Magnetfeld von der Strahlkathode weg aus.

Der Ausbreitungswinkel kann zum Zweck einer ersten Klassifizierung der selbsterzeugten Wellen mit der Vorhersage der Dispersionsrelation von Whistlerwellen in einem kalten Plasma verglichen werden. Diese lautet umgeformt /7.4/:

$$(7.3) \quad \cos \Theta = \frac{\Omega_p e^2}{\Omega (c^2 / v_{ph}^2 - 1)} + \Omega$$

Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in Abb. 7.20 für verschiedene normierte Kreisfrequenzen aufgetragen.

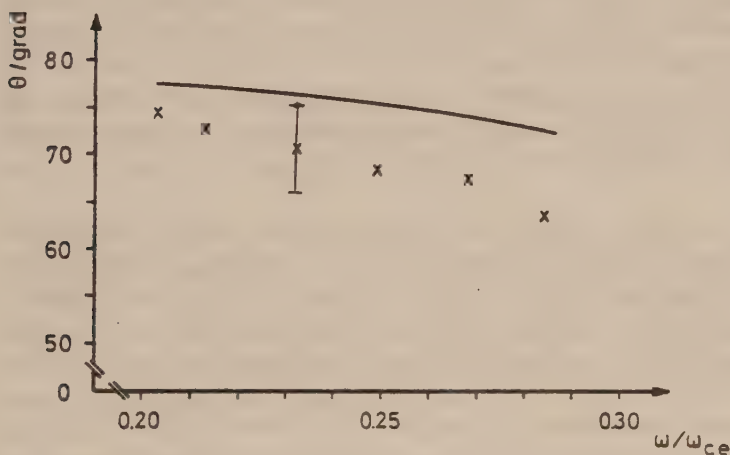


Abb. 7.20: Ausbreitungswinkel der instabilen Wellen in Abhängigkeit von der normierten Kreisfrequenz ω/ω_{ce}

7.3.2 Die hochfrequente digitale Korrelationsanalyse

Erstmalig wurde in einem Frequenzbereich von mehreren 100 MHz an diesem Experiment das Verfahren der digitalen Korrelationsanalyse von Echtzeit-Signalen eingesetzt. Wegen der kurzen Zeitskala der zu

untersuchenden Signale sind hierzu besondere Transientrekorder mit einer hohen Abtastrate notwendig. Diese standen hier mit zwei Transient Digitizern "7912 AD" der Firma Tektronix zur Verfügung. Sie ermöglichen die gewünschten Abtastraten durch ein spezielles Digitalisier- und Speicherverfahren: Dazu wird, nach einer geeigneten Verstärkung, das Eingangssignal - ähnlich wie bei einem Oszillographen - den vertikalen Ablenkplatten eines Elektronenstrahls zugeführt. Die horizontale Ablenkung wird durch einen , hochfrequenten Sägezahn-generator gesteuert. Der Strahl "beschreibt" eine Matrix von 512×512 ladungsempfindlichen Detektoren, die nach dem Strahldurchgang mit einem langsamen Lesestrahle ausgelesen werden. Demnach beträgt die nominelle Auflösung des Gerätes 9 bit bei einer Speichertiefe von 512 Kanälen.

Die Durchführung einer Messung und Signalvorverarbeitung wird durch systemspezifische Software unterstützt. Die Steuerung der Geräte und Übertragung der Daten auf den weiterverarbeitenden Rechner geschieht über ein schnelles IEC Bus- Interface. Bei dem Rechner handelt es sich um einen LSI 11/73 Computer. Hier ermöglicht eine 20 Mbyte Festplatte den schnellen Zugriff auf einen genügend großen, permanenten Speicherraum. Zur Weiterverarbeitung der Signale bis hin zur Darstellung der Resultate können wiederum systemeigene Prozeduren genutzt werden.

Da bei dieser Konzeption die Aufzeichnung der beiden Eingangskanäle hardwaremäßig getrennt vorgenommen wird, ist notwendig, die beiden Geräte vor jeder Messung sorgfältig zu synchronisieren. Die besondere Notwendigkeit liegt darin begründet, daß der Schreibstrahl über eine variable Offsetspannung in vertikaler Richtung (und damit auf der Zeitskala) stufenlos verschoben werden kann. Nach dieser Synchronisation muß noch mit einem breitbandigen Testsignals, das beiden Kanälen zeitgleich zugeführt wird, geprüft werden, ob ein verbleibender Zeitversatz zu einem Offset der Phase führt.

Die Geräte werden durch einen TTL Puls der dem (Strahl-) Pulsgeber entnommen wird, getriggert. Die Aufzeichnung startet 1 μ s nach Beginn des Elektronenstrahleinschusses und die HF- Signale zweier Sonden beim Floatingpotential werden in Abständen von 0.2 ns abgetastet. Einer Messung liegen 100 einzelne Schüsse zugrunde, deren Auswertung dann gemäß des im Diagnostik- Kapitel geschilderten Verfahrens durchgeführt wird. Der

Abstand der Antennen beträgt bei der Bestimmung der parallelen Wellenzahl 4mm, bei der Messung von k_1 2mm. Die weiteren Parameter sind: $Q_{pe}=1.1$, $k_b T_e=4.2\text{eV}$ und $U_b=38\text{V}$.

Die Resultate der Korrelationsanalyse sind in Abb. 7.21 bis 7.25 dargestellt.

Das erste Bild dieser Reihe zeigt auf einer logarithmischen Skala die Verteilung der spektralen Kreuzleistungsdichte im Frequenzraum. Der Betrag der Leistungsdichte nimmt von der Frequenz 500 MHz an exponentiell ab, da die Eingangsverstärker der Transienten Rekorder genau diese Bandbreite aufweisen. Im Frequenzbereich bis zu 500MHz können jedoch die Resultate dieser Analyse direkt mit den Ergebnissen verglichen werden, die mit dem analogen Interferometer erzielt wurden. Damit auch Signale größerer Frequenz verarbeiten zu können, kann deren Frequenzband heruntergemischt werden. Die Ergebnisse, die hier vorgestellt werden, wurden jedoch ausschließlich durch die Analyse der Echtzeit- Signale erzielt.

Die Modulation des Spektrums in Abb. 7.21 ist etwas geringer als die des analog gemessenen (Abb. 7.8), was auf die effektive Auflösung des Signals, die bei 7-8 bit liegt, zurückgeführt werden muß.

In Abb. 7.22 sind die mittlere parallele Wellenzahl und deren Standardabweichung aufgetragen. Der Verlauf der entsprechenden Wellenlängen mit ansteigender Frequenz ist der gleiche, der auch mittels des Interferometers bestimmt wurde. Der Absolutbetrag ist um den Faktor 1.3 geringer, so daß die resultierende Phasengeschwindigkeit bei dieser Methode im Bereich der Driftgeschwindigkeit der Strahlelektronen liegt.

Bis zu einer Frequenz von etwa 300 MHz ist Standardabweichung der mittleren Wellenzahl kleiner als der Meßwert selbst, so daß die weitere Verarbeitung nur bis zu dieser Frequenz zu aussagekräftigen Resultaten führt.

Die nächste Abbildung (Abb. 7.23) zeigt für $f=260\text{MHz}$ die Verteilung der Kreuzleistungsdichte im k -Raum nach der Auswertung von 50 Einzelmessungen. Der k - Raum ist - wie bereits geschildert - definiert durch $k=\Delta/\Delta x$, wobei die Phasenverschiebungen Δ in einem Intervall von

$-\pi$ bis π liegen. (Die Abszisse mußte aus Gründen der Darstellung mit einem Offset versehen werden.) Die mittlere Wellenzahl, die sich nach der leistungsgewichteten Mittelung dieser Verteilung ergibt, beträgt $k=0.63\text{mm}^{-1}$, die Standardabweichung $\Delta k=0.39\text{mm}^{-1}$.

Aus den Ergebnissen zweier Meßreihen, die die mittlere Wellenzahl der parallelen bzw. senkrechten Ausbreitung relativ zum Magnetfeld bestimmen, kann der Ausbreitungswinkel der selbsterzeugten Wellen berechnet werden. Die beiden Messungen der mittleren Wellenzahlen werden dazu zunächst mittels einer Spline-Funktion /7.5/ geglättet. (Abb. 7.24). Bei dieser Prozedur geht als Toleranzintervall der Betrag der Standardabweichung von k im jeweiligen Frequenzintervall ein.

Der so bestimmte Ausbreitungswinkel wird in Abb. 7.25 zunächst wieder mit der Vorhersage der Dispersionsrelation für "schräge" Whistler Wellen im kalten Plasma verglichen. Die kinetische Berechnung der Dispersionsrelation des warmen Plasmas wird jedoch den tatsächlichen Bedingungen für die Wellenausbreitung in diesem Plasma mehr gerecht. Diese Bestimmung der Ausbreitungsrichtung geht davon aus, daß in einer sehr frühen Phase der Instabilität durch inverse Landaudämpfung bevorzugt solche Wellen angeregt wurden, die der Bedingung einer resonanten Wechselwirkung mit den Strahlelektronen genügten, d.h. daß $v_{ph,res}=\omega/k_{z,res}=v_b$. Hier geht mit v_b die Driftgeschwindigkeit des Elektronenstrahls ein, die aus der Strahlenergie eU_b abgeschätzt werden kann. Mit Hilfe von Gl. (2.20) kann für beliebige Frequenzen zu diesem $k_{z,res}(\omega)$ der Wert von $\text{Re}(k_\perp)$ berechnet und daraus der Ausbreitungswinkel im warmen Plasma bestimmt werden. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abb. 7.25 mit aufgenommen. Der Vergleich mit dem gemessenen Verlauf des Ausbreitungswinkels zeigt, daß die Phasengeschwindigkeit der selbsterzeugten Wellen den gleichen Winkel zum Magnetfeld annimmt, wie die der Testwellen im Falle der Resonanz. Dazu sei daran erinnert, daß hier der Winkel der Phasengeschwindigkeit das Komplement des Gruppengeschwindigkeitswinkels zu 90° bildet und der Winkel dieses Gruppengeschwindigkeitskegels aus eben der Dispersionsfunktion bestimmt wird, die auch der Berechnung des Wellenvektors der selbsterzeugten Wellen zugrunde liegt.

Aus dem direkten Vergleich der Resultate der digitalen Korrelationsanalyse mit denen der analogen Messung, kann geschlossen werden, daß

dieses Verfahren auch im hochfrequenten Regime eine sehr gut geeignete und effektive Methode zur Untersuchung von Wellenphänomenen ist.

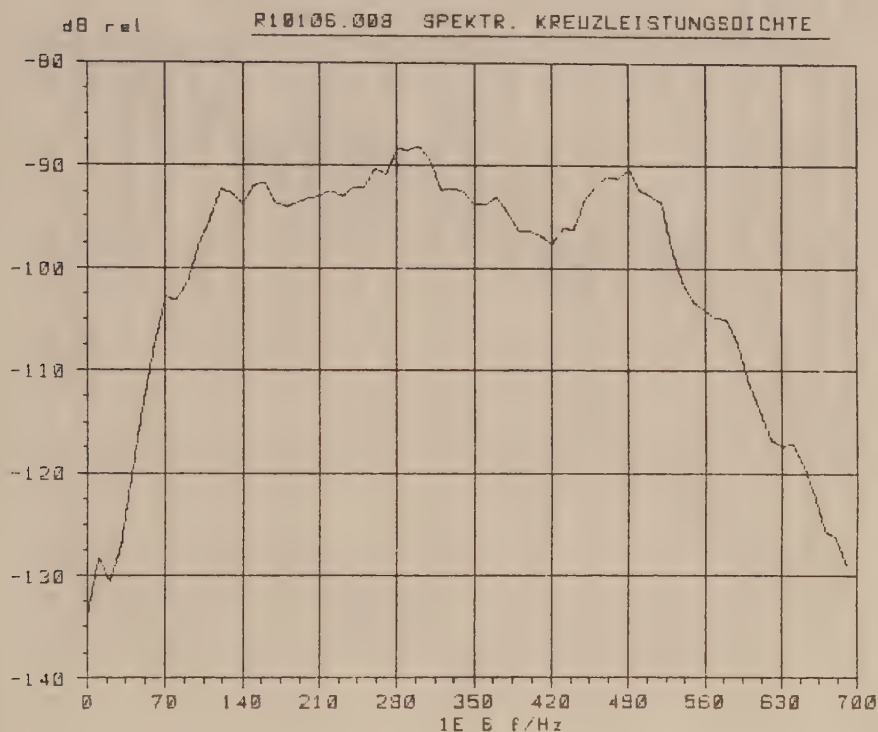


Abb. 7.21: Frequenzspektrum der Kreuzleistungsdichte

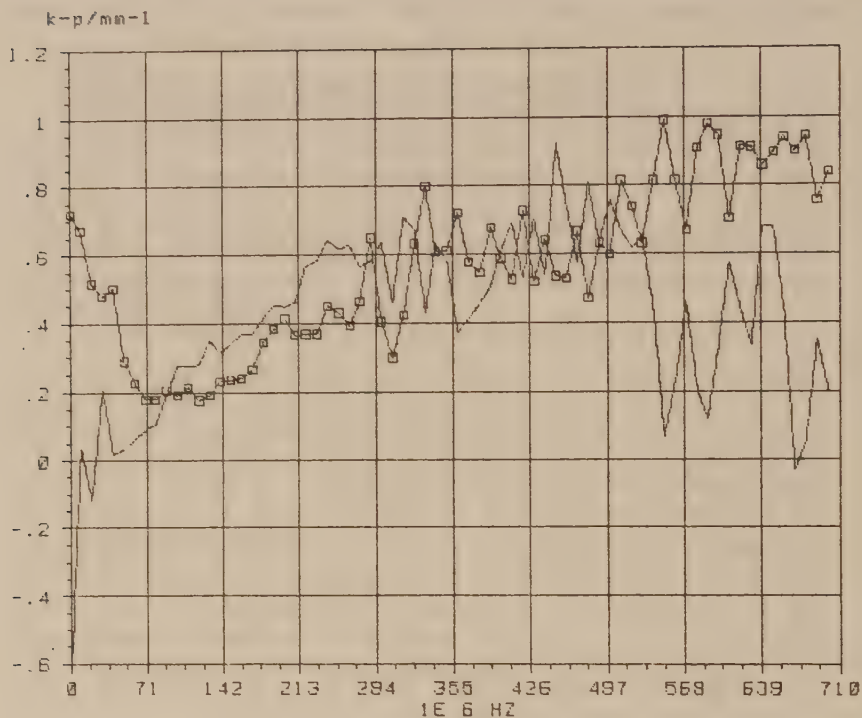


Abb. 7.22: Mittlere parallele Wellenzahl (—) und deren Standardabweichung (□) in Abhängigkeit von der Frequenz

1E-6 Phf/rel.Einh.

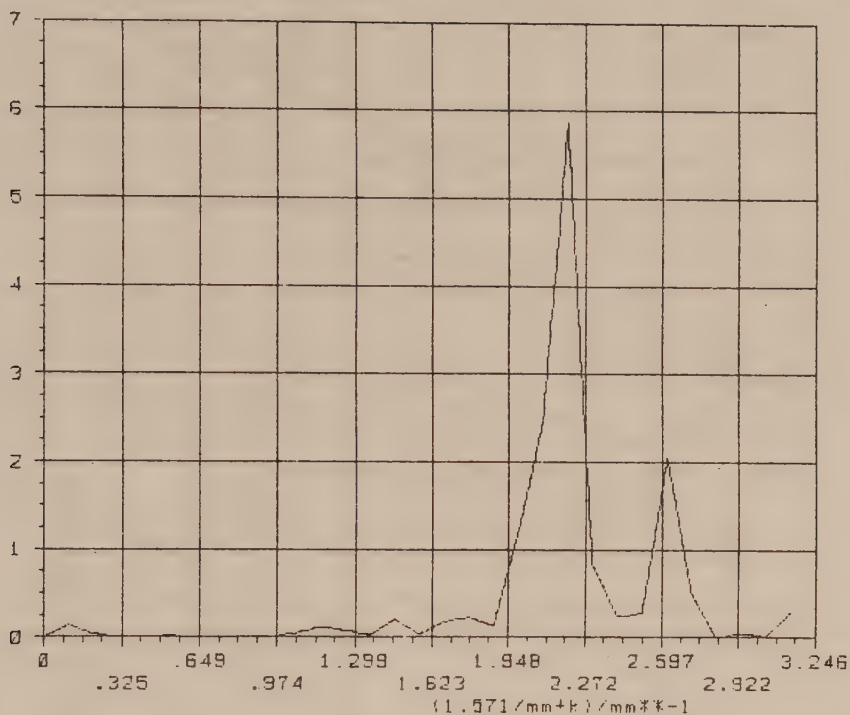


Abb 7.23: Verteilung der Kreuzleistungsdichte im k -Raum. Die dazugehörige mittlere Wellenzahl beträgt 0.63mm^{-1} , die Standardabweichung 0.39mm^{-1}

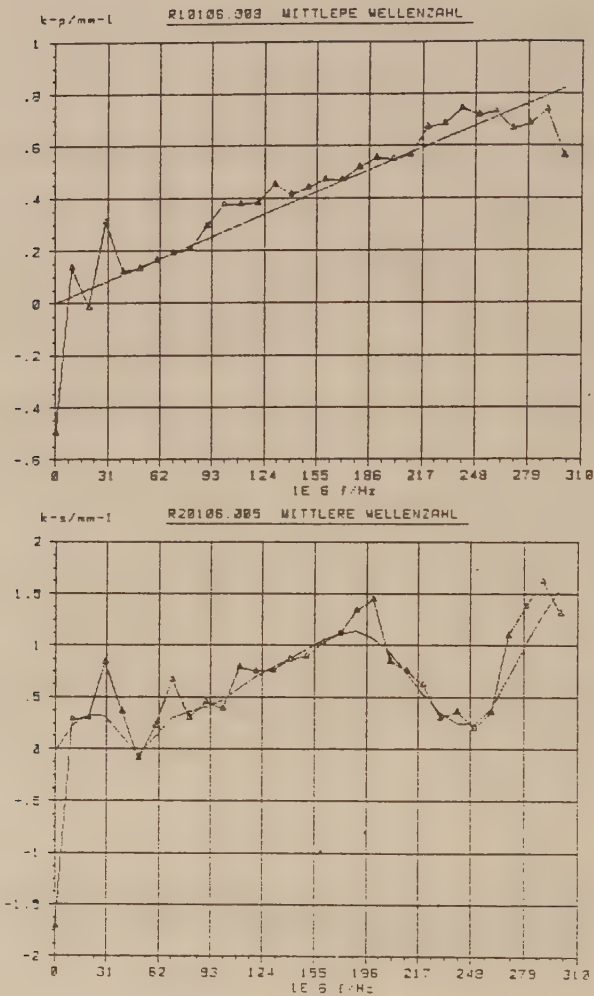


Abb 7.24: Mittlere Wellenzahl paralleler (oben) bzw. senkrechter (unten) Wellenausbreitung und Annäherung durch eine Spline-Funktion

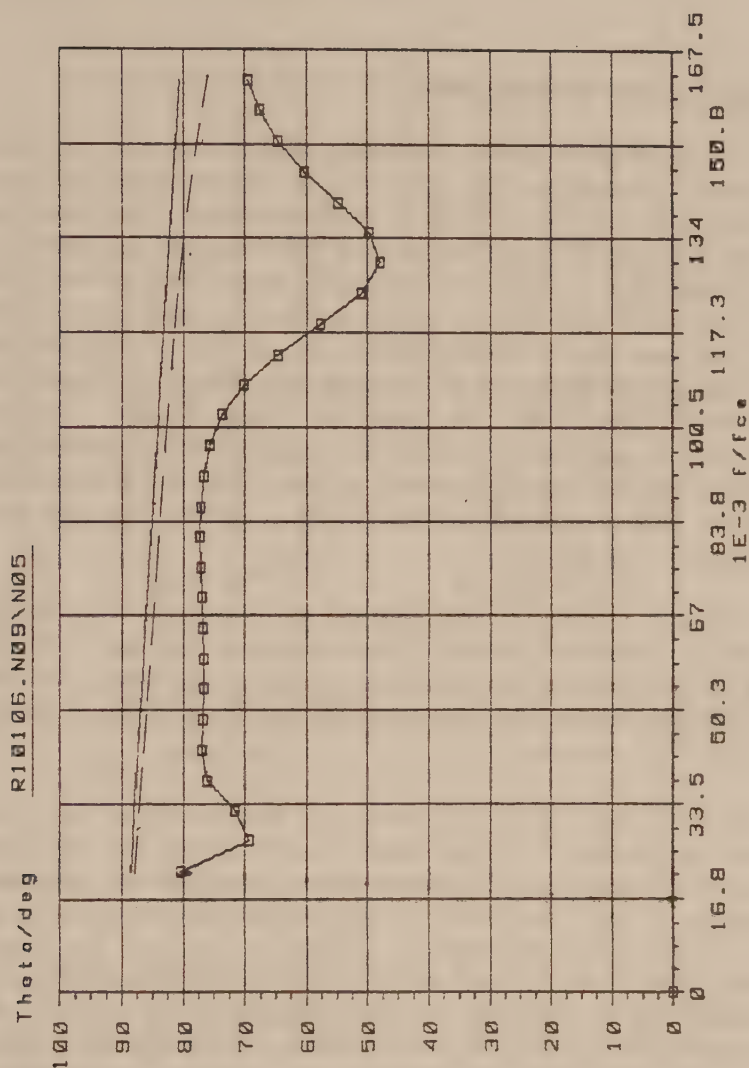


Abb. 7.25: Ausbreitungswinkel der selbsterzeugten Wellen und Vorhersage der Dispersion "schräger" Whistler Wellen (—: kaltes Plasma, ---: warmes Plasma)

7.4 Resonanzkegel im Strahl- Plasma

Nachdem das Strahl- Plasma hinsichtlich seiner Verteilungsfunktion und Instabilität charakterisiert ist, werden nun die Ergebnisse der Resonanzkegeluntersuchungen vorgestellt. Da die Verteilungsfunktion des Plasmas nur in der quasilinearen Phase, die mehrerer Mikrosekunden lang andauert, hinreichend genau gemessen werden kann, genügt zum Nachweis der Resonanzkegel die Verwendung eines fest eingestellten Spektrumsanalysators mit einer Bandbreite von 300kHz, damit jeweils ein Satz korrespondierender Messungen der Verteilung und der Resonanzkegel vorliegt. Der Ausgang des Spektrumsanalysators wird, wie zuvor, mit einem Boxcar- Averager verbunden, der so eingestellt ist, daß das Signal der Empfangsantenne zum Zeitpunkt $2\mu\text{s}$ nach dem Strahlbeginn gemessen wird. Das Eingangssignal wird über $1\mu\text{s}$ aufintegriert, anschließend erfolgt eine Mittelung über zehn Strahlpulse.

Mit diesem Meßaufbau wurden im Strahl-Plasma zunächst Resonanzkegel einmal vor und einmal während des Strahleinschusses gemessen. Abb. 7.26 zeigt in der oberen Hälfte des Bildes den Doppelkegel, wie er vor dem Strahl gemessen wurde. Beide Kegelhälften zeigen eine eindeutig thermische Struktur.

Ganz anders jedoch ist das Bild während des Elektronenstrahls (Abb. 7.28, unten): In upstream-, d.h. dem Strahl entgegengesetzter Richtung haben Strahlgeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit der Testwelle umgekehrte Vorzeichen, so daß es hier wegen der sehr großen Relativgeschwindigkeit zu keiner nennenswerten Wechselwirkung zwischen der Welle und den Strahlteilchen kommen kann. In Strahlrichtung gibt es jedoch Partialwellen des k-Spektrums der Antenne, deren Phasengeschwindigkeit genau gleich der Strahlgeschwindigkeit ist. Infolge der resonanten Wechselwirkung zwischen der Welle und den Strahlteilchen erhält der resultierende Resonanzkegel ein vollkommen verändertes Muster: Die Struktur wird als Ganze etwas breiter, und im Innern des Kegels entstehen neuartige Nebenmaxima. Deren Lage ist mit denen des thermischen Resonanzkegels nicht zu vergleichen.

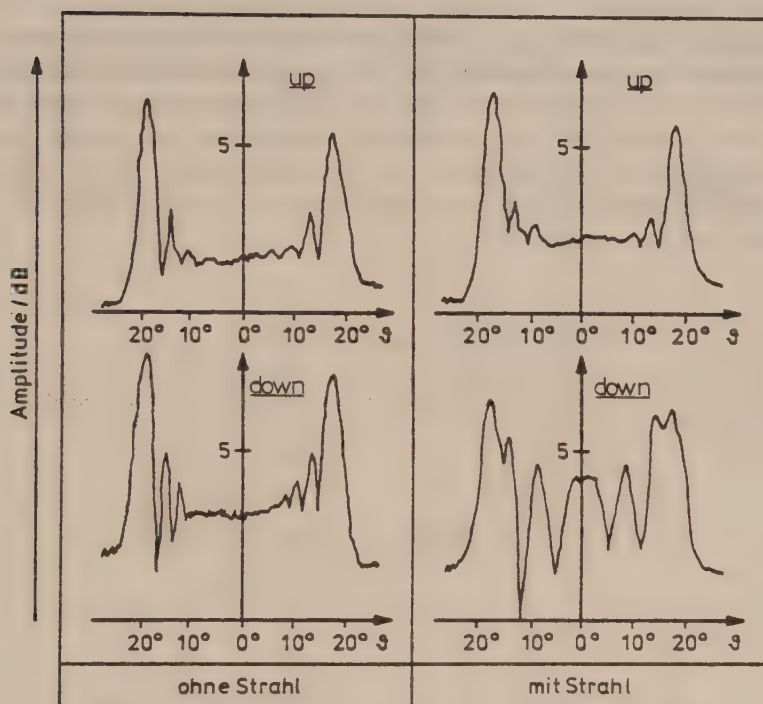


Abb. 7.26: Resonanzkegel im Strahlplasma vor (links) und während des Strahleinschusses (rechts)

Ein Ergebnis einer Resonanzkegelmessung in diesem Strahl-Plasma-System ist also dies, daß der upstream Kegel im Vergleich zu dem im thermischen Plasma unverändert bleibt. Dieser Umstand ermöglicht die Bestimmung der Parameter des thermischen Hintergrundplasmas. Gleichzeitig enthält der downstream-Kegel in Form einer neuartigen Interferenzstruktur eine weitere Information. Diese Zusatzinformation kann- ähnlich wie beim driftenden Plasma die Asymmetrie der Öffnungswinkel - mit spezifischen Parametern des Strahl-Plasmas verbunden werden, so daß mit Hilfe der Resonanzkegel

quantitative Aussagen über die der Messung zugrunde liegende Energieverteilung gemacht werden können.

Dazu wurde eine Meßreihe durchgeführt, bei der durch Variation der Kathodenspannung U_b die Strahlenergie verändert wurde. Die Einzelmessungen der Resonanzkegel dieser Reihe sind in Abb. 7.27 zusammengestellt. Man erkennt in dieser Abbildung, wie mit abnehmender Strahlenergie der Abstand der Nebenmaxima vom Hauptmaximum des downstream-Kegels kleiner wird. Schließlich entsteht im Inneren des Kegels Platz für neue Ordnungen von Nebenmaxima.

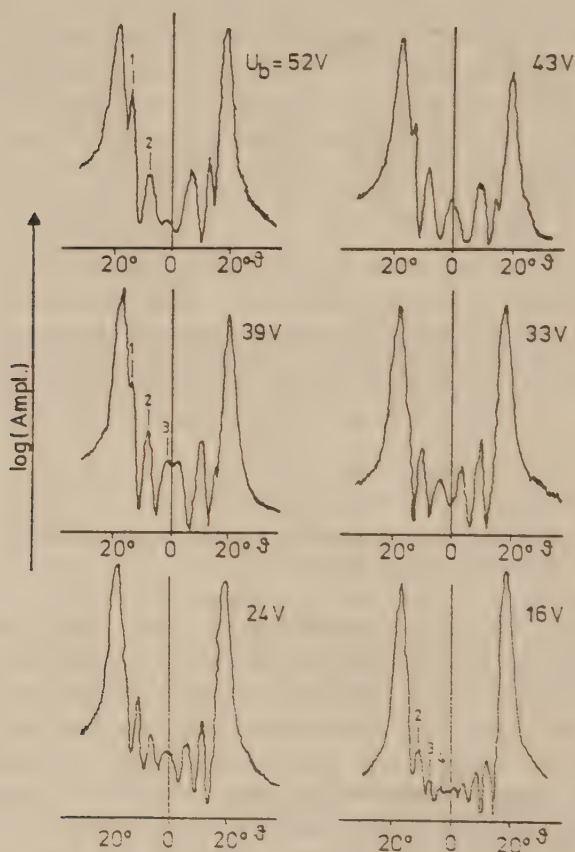


Abb. 7.27: Resonanzkegel bei Variation der Strahlenergie

Diese Meßreihe ist in Abb. 7.30 zusammengefaßt. Dargestellt sind der Öffnungswinkel des downstream-Kegels und die Abstände der Nebenmaxima verschiedener Ordnungen vom Hauptmaximum in Abhängigkeit von der Kathodenspannung (d.h. in dem Graphen sind gleichzeitig Winkel und Winkeldifferenzen eingetragen). Die Nebenmaxima sind hierzu von außen nach innen durchnummeriert.

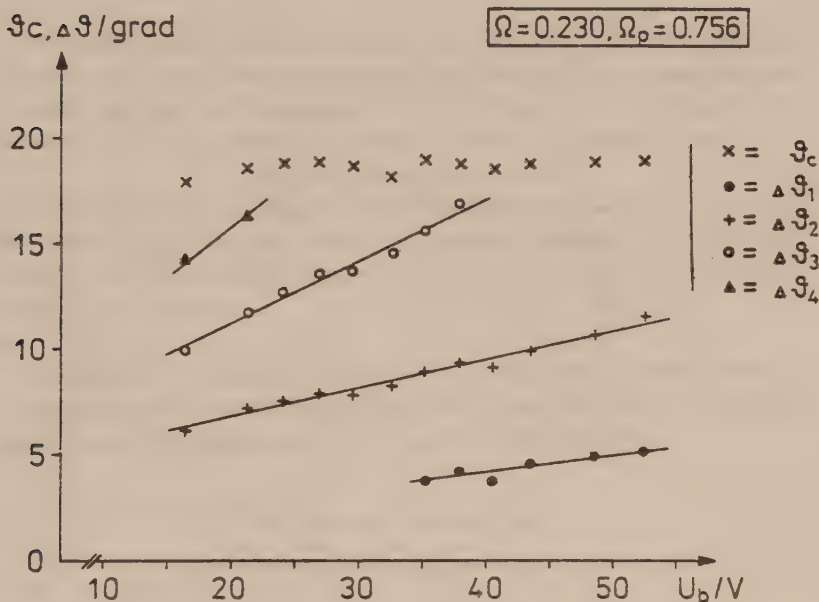


Abb. 7.28: Öffnungswinkel und Lage der Nebenmaxima relativ zum Hauptmaximum des downstream-Kegels bei Variation der Strahlspannung

Während der Öffnungswinkel über den ganzen Bereich der Spannung unverändert bleibt, werden die Abstände der Nebenmaxima mit steigender Spannung größer. Dieser Zusammenhang ist etwa linear und umso steiler, je größer die Ordnungszahl der Nebenmaxima ist. Bei kleinen Strahlenergien laufen die Interferenzstrukturen im Strahlplasma auf die Winkel der thermischen Nebenmaxima zu. Der unmittelbare Übergang einer thermischen zu

einer strahlartigen Struktur kann jedoch nicht aufgelöst werden, da bei kleinen Energien die Strahlintensität stark abnimmt.

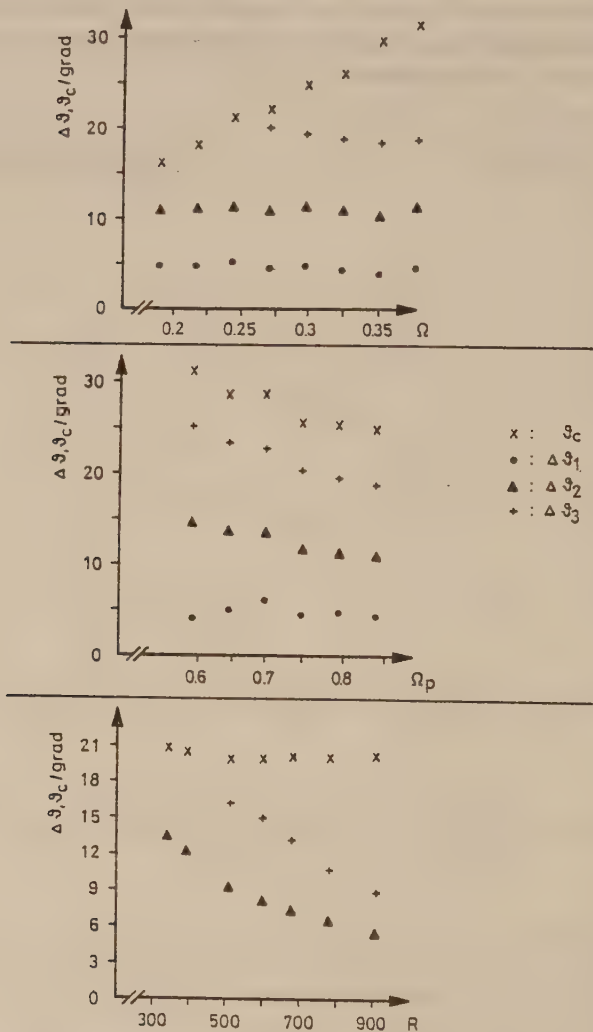


Abb. 7.29: Öffnungswinkel des downstream-Kegels und Winkelabstand der Nebenmaxima bei Variation der Frequenz (oben), der Plasmadichte (mitte) und des Antennenabstandes (unten)

Um von diesem Befund zu einem empirischen Skalierungsgesetz für die Lage der Nebenmaxima zu kommen, muß noch der Einfluß aller anderen Parameter untersucht werden. Dazu wurden bei einer Vielzahl von Einzelmessungen nacheinander die Kreisfrequenz der Testwelle, die Hintergrunddichte und damit die Plasmafrequenz sowie der Abstand zwischen den beiden Antennen variiert. Die Ergebnisse dieser Serien sind in Abb. 7.29 zusammengefaßt.

Die Abhängigkeit des Öffnungswinkels ist bei allen drei Parametern dieselbe wie die im rein thermischen Fall: Der Öffnungswinkel wächst mit der Frequenz und wird bei ansteigender Dichte kleiner. Bei der Variation der Entfernung von der Sendeantenne bleibt der Winkel weitgehend konstant.

Der Winkel zwischen dem Hauptmaximum und den Nebenmaxima der ersten zwei bzw. drei Ordnungen zeigt ein anderes Verhalten: Er bleibt bei Variation der Testfrequenz konstant und verringert sich bei ansteigender Dichte und Entfernung.

Alle einzeln bestimmten funktionalen Zusammenhänge können nun zu einem empirischen Skalierungsgesetz für den Abstand $\Delta \vartheta_n$ der Nebenmaxima verschiedener Ordnungen (Index n) zusammengefaßt werden:

$$\Delta \vartheta_n = \Delta \vartheta_{th,n} + m_n \cdot U_b$$

$$(7.4) \quad m_n = \begin{cases} 4(n-1) \cdot \bar{m} & n=2, 3, 4 \dots \\ \bar{m} & n=1 \end{cases}$$

$$\bar{m} = 9.1 / (\Omega_{pe} \cdot R)$$

Demnach steigt der Winkelabstand mit zunehmender Strahlenergie linear an, wobei die Steigung dieses Zusammenhangs von Ordnung zu Ordnung in einfacher Weise größer wird. Im untersuchten Parameterraum hängt die Lage der Strahl- Nebenmaxima noch von der Plasmadichte und vom Abstand zwischen den beiden Antennen, nicht aber von der Frequenz der Testwelle ab.

Weil - wie oben erläutert - bei abnehmender Energie die strahlspezifischen Nebenmaxima auf die Lage der thermischen Strukturen zulaufen, ist die

Beschreibung in Gl. (7.4) so gewählt, daß sie genau wie im thermischen Fall die Abstände der Nebenmaxima zur Lage des "kalten" Hauptmaximums beziffert. Hier sei zur Erinnerung noch der Hinweis gegeben, daß $\Delta\vartheta_{th,1}$ die Verschiebung des thermischen Hauptmaximums bezeichnet. Zur Erläuterung dieser Nomenklatur sind in Abb. 7.32 in einer Skizze des strahlbestimmten Resonanzkegels die entsprechenden Winkel eingezeichnet.

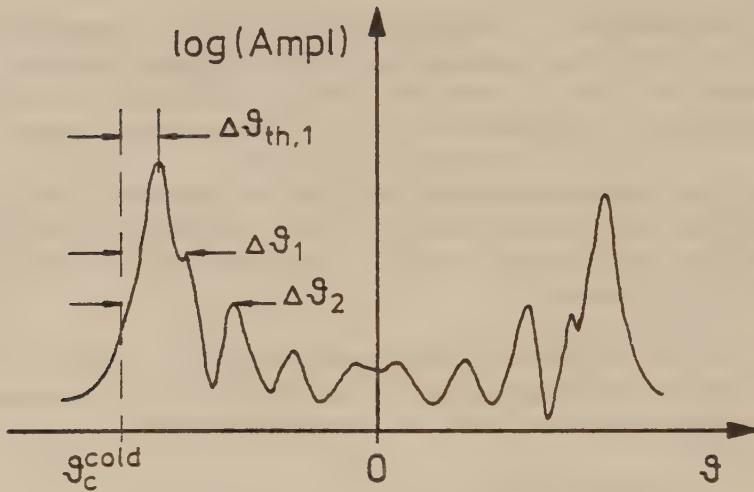


Abb. 7.30: Prinzipskizze des Resonanzkegels im Strahlplasma

7.4.1 Vergleich mit der kinetischen Theorie

Zu einem Vergleich der gemessenen Resonanzkegel mit der Vorhersage der kinetischen Theorie muß zunächst der Dispersionszweig $D(k_1^2, k_\parallel)$ unter Berücksichtigung der aktuellen Elektronenverteilungsfunktion berechnet werden. Dazu wird - rechnerunterstützt - an die entsprechende Messung der Verteilungsfunktion ein Satz verschobener Maxwell-Verteilungen angepaßt. Es sind typischerweise vier Populationen notwendig, um das überthermische Plateau der Verteilung aufzufüllen. Jeder dieser Anteile ist gekennzeichnet durch die Parameter relative Dichte, Driftgeschwindigkeit V_{ab} (normiert auf die thermische Geschwindigkeit des Kerns der Verteilung),

und thermische Geschwindigkeit V_{thb} (ebenfalls und in gleicher Weise normiert). Das Ergebnis einer solchen Modellierung zeigt Abb. 7.31. Die Schwerpunkte der Strahlanteile sind darin auf der x -Achse markiert, die Energie des äußeren Strahlanteils (#2) beträgt 36eV. Der Parametersatz zu dieser Anpassung lautet:

# Anteil	α	V_{db}	V_{thb}
1 (Kern)	0.95	0.0	1.0
2	0.0141	3.08	0.431
3	0.0162	2.40	0.431
4	0.0197	1.70	0.454

$$k_b T_e = 3.8 \text{ eV}, \quad \sum_{i=2}^4 \alpha_i = 0.05$$

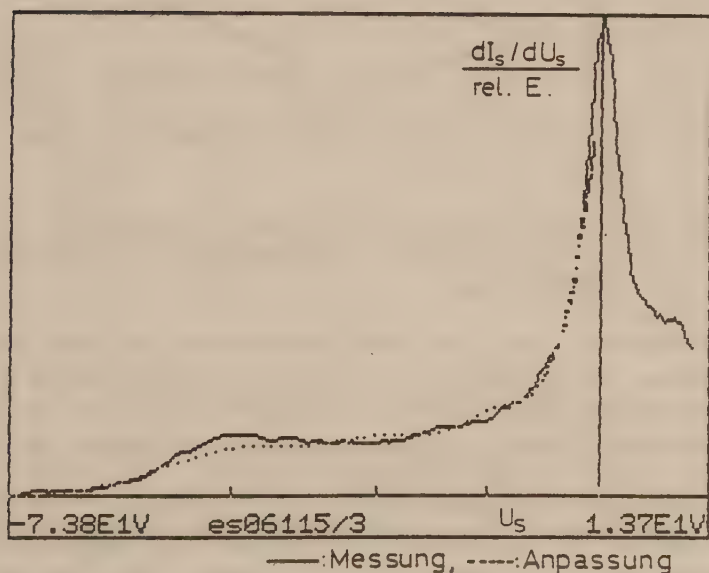


Abb. 7.31: Modellierung der Verteilungsfunktion. Parameter s. Text

Der Satz dieser Parameter wird in die Dispersionsrelation (Gl. 2.48) eingesetzt, deren Lösung so den Dispersionszweig bei Berücksichtigung der realen Verteilungsfunktion mit plateauförmigem Strahlanteil darstellt. Dieser Dispersionszweig ist in Abb. 7.32 für beide Richtungen relativ zur Strahlausbreitung dargestellt. Die weiteren Parameter sind hierzu: $Q=0.256$, $Q_{ps}=0.716$.

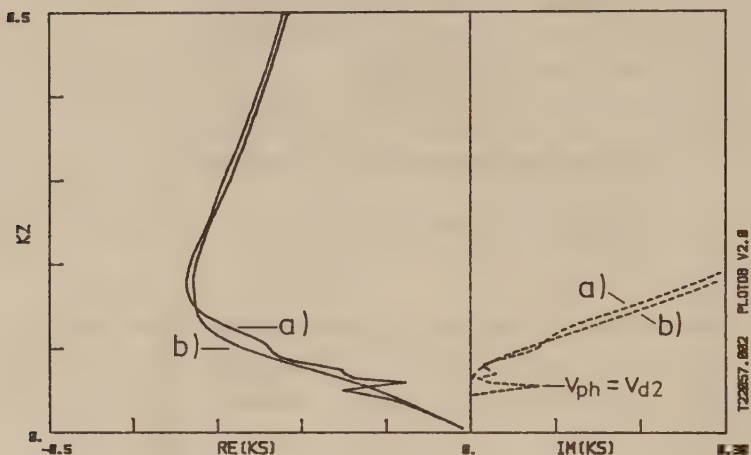


Abb. 7.32: Dispersionszweig des Strahl-Plasmas unter Zugrundelegung der in Abb. 7.33 dargestellten Verteilungsfunktion (a: downstream, b: upstream)

Beim Imaginärteil von k_z gibt es im downstream-Fall ein steiles relatives Maximum im Bereich kleiner k_z , während die upstream-Kurve den gewohnten thermischen Verlauf zeigt. Dieses Maximum ist direkt auf die Landaudämpfung im Bereich der äußeren Kante des Strahl-Plateaus zurückzuführen: es tritt bei einer Phasengeschwindigkeit auf, die gleich der Driftgeschwindigkeit des äußeren Strahlanteils ist. Bei kleineren Phasengeschwindigkeiten (d.h. bei größeren Werten von $k_z \cdot r_{ce}$) treten infolge der "Restwelligkeit" der modellierten Verteilungsfunktion weitere "seichte" relative Maxima auf. Der beinahe sprunghafte Anstieg von $\text{Im}(k_z)$ führt zu einer Art Winkelhaken im Realteil des Dispersionszweiges. Demgegenüber ist der Verlauf beim upstream Kegel durchgehend glatt. Im Rahmen der op-

tischen Betrachtungsweise der Wellenausbreitung kann in die neuartige Interferenzstruktur beim downstream-Kegel im Strahl- Plasma eindeutig auf diese zusätzliche Krümmung des Dispersionszweiges zurückgeführt werden.

Der Resonanzkegel, der unter Zugrundelegung dieses Dispersionszweiges theoretisch berechnet wird, ist in (Abb. 7.33) dargestellt. Er zeigt in allen Einzelheiten die Merkmale der korrespondierenden Messung. Laut dieser Rechnung weist der upstream-Kegel ein thermisches Muster auf, und der downstream- Kegel zeigt bei insgesamt breiterer Struktur die aus den Messungen bekannten strahlspezifischen Interferenzmaxima.

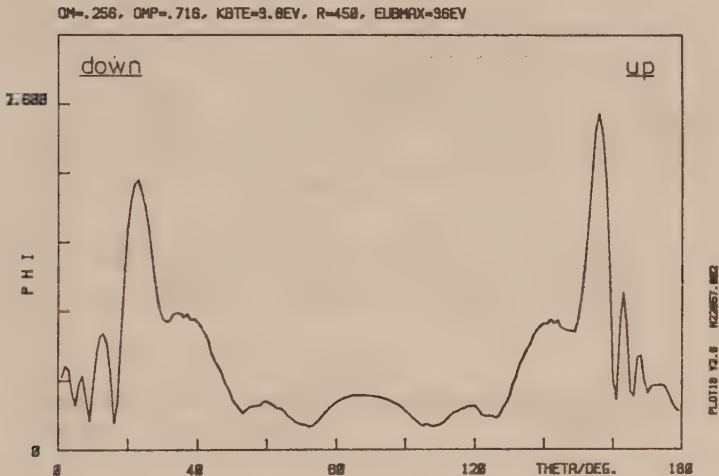


Abb. 7.33: Resonanzkegel gemäß der kinetischen Theorie

Dieses Resultat der kinetischen Theorie kann direkt mit der entsprechenden Messung verglichen werden. Dazu ist in Abb. 7.34 der das Resultat der Messung bei den oben angegebenen Parametern dargestellt.

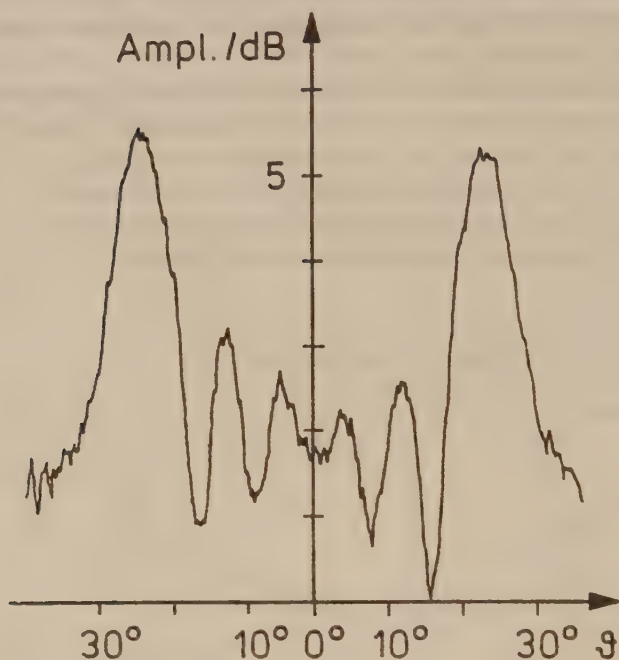


Abb. 7.34: Messung des Resonanzkegels unter den im Text bezifferten Bedingungen

Die wichtigsten Winkel beider Resultate sind hier zum Zwecke eines einfachen Vergleichs gegenübergestellt:

<u>Messung</u>	$\vartheta_{c^{up}} = 23.9^\circ$,	$\Delta \vartheta_{2,1^{up}} = 6.6^\circ$ (thermisch)
	$\vartheta_{c^{down}} = 23.1^\circ$,	$\Delta \vartheta_{2,1^{down}} = 11.1^\circ$ (strahlspez.)
<u>Rechnung</u>	$\vartheta_{c^{up}} = 24.5^\circ$,	$\Delta \vartheta_{2,1^{up}} = 6.8^\circ$ (thermisch)
	$\vartheta_{c^{down}} = 23.2^\circ$,	$\Delta \vartheta_{2,1^{down}} = 11.6^\circ$ (strahlspez.)

Diese Gegenüberstellung kann indirekt über den gesamten zugänglichen Parameterraum fortgesetzt werden, indem die Resultate der kinetischen Theorie bzgl. der Abstände der strahlspezifischen Nebenmaxima mit den Vorhersagen des empirisch ermittelten Skalierungsgesetzes verglichen werden. In Abb. 7.35 sind dazu die Ergebnisse beider Methoden bei Variation der Parameter Strahlenergie, Hintergrunddichte, Frequenz der Testwelle und Abstand zwischen den Antennen zusammengefaßt. Die Öffnungswinkel der downstream-Kegel sind aus kinetischer Rechnung eingetragen. Bei allen vier Kurven zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

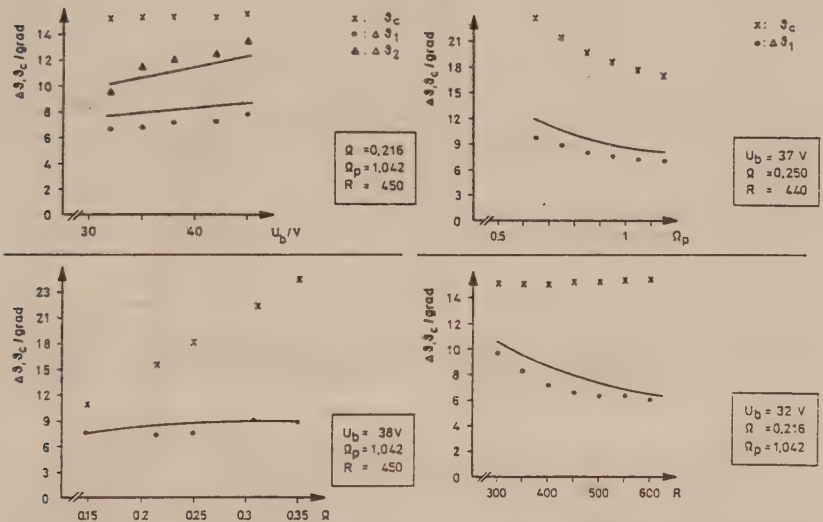


Abb 7.35: Vergleich der Vorhersage der kinetischen Theorie (x, o, Δ) mit der des empirischen Skalierungsgesetzes (—)

7.4.2 Der Einfluß hochfrequenter Potentialfluktuationen

Ziel eines letzten Experimentes im Rahmen dieser Untersuchungen war es, den Einfluß der hochfrequenten Turbulenz im Strahl-Plasma auf die Resonanzkegelmessung zu studieren. Zu diesem Zweck konnte wegen der kurzen Dauer intensiver Wellenanregung der Spektrumsanalysator nicht

benutzt werden. Statt dessen wurde ein "schnelles" Quadraturinterferometer /2.1/ mit einer Bandbreite von 17MHz bei der Zentralfrequenz $f=340\text{MHz}$ eingesetzt (Abb. 7.36).

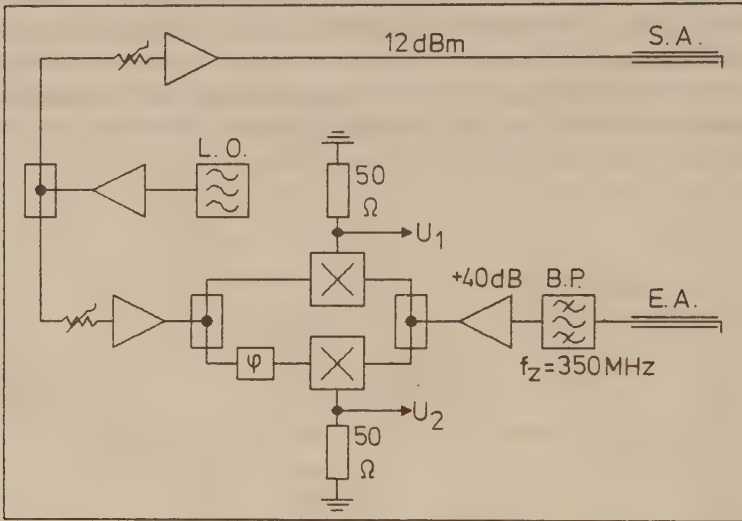


Abb. 7.36: Skizze des breitbandigen Quadraturinterferometers. B.P.: Bandpaß, L.O.: Lokaler Oszillator, φ : Phasenschieber, S.A. und E.A.: Sendebzw. Empfangsantenne.

Besonderes Merkmal dieses Interferometers ist die Aufspaltung des Empfangssignals in zwei Kanäle. In einem der Kanäle ist ein Zeitverzögerungsglied eingebaut, das für die feste Meßfrequenz von 340MHz eine 90°-Phasenverschiebung erzeugt. Da die HF-Eingänge beider Mischer mit Signalen gleicher Frequenz gespeist werden, sind ihre Ausgangssignale U_1 bzw. U_2 proportional dem Produkt aus quadratisch gleichgerichteter HF-Spannung und einem Phasenfaktor:

$$(7.5) \quad U_1 = C_1 |\Phi_{HF}| \cdot \sin(\Delta\varphi + \varphi_0)$$

$$U_2 = C_2 |\Phi_{HF}| \cdot \sin(\Delta\varphi + \varphi_0 + 90^\circ) = C_2 |\Phi_{HF}| \cdot \cos(\Delta\varphi + \varphi_0)$$

$$\rightarrow |\Phi_{HF}| \propto (U_1^2 + U_2^2)^{1/2}, \quad \Delta\varphi = \arctan(U_1 / U_2) - \varphi_0$$

Die Spannungen U_1 und U_2 werden zwei Boxcar-Kanälen zugeführt, hier über ein Zeitintervall von $0.5\mu\text{s}$ aufintegriert und danach an zwei digitale Multimeter weitergeleitet, die ihrerseits über einen IEC-Bus mit einem Mikrocomputer verbunden sind. Auf diese Weise wurden zu drei verschiedenen Zeitpunkten relativ zum Strahlbeginn Resonanzkegel gemessen. Abb. 7.37 zeigt den Betrag dieser Resonanzkegel zu den Zeiten $0.5\mu\text{s}$ vor Strahleinschuß bzw. $0.5\mu\text{s}$ und $1\mu\text{s}$ nach Strahlbeginn. Der mittlere Zeitpunkt ist durch die maximale Anregung instabiler Wellen gekennzeichnet, wie der Entwicklung der HF-Instabilität relativ zur Strahlspannung entnommen werden kann.

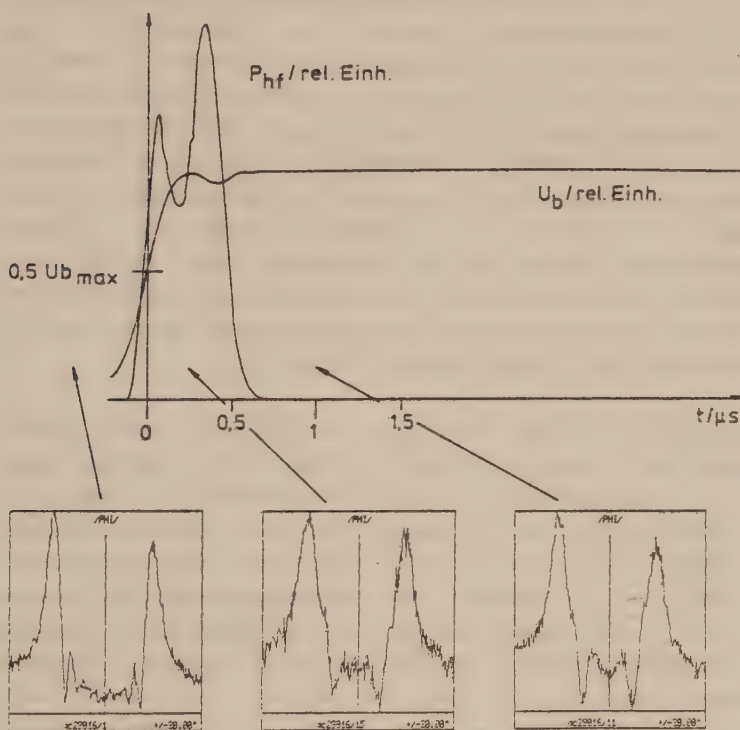


Abb. 7.37: "Hoch"-zeitaufgelöste Resonanzkegel zu drei verschiedenen Zeiten relativ zum Strahlbeginn

Ähnlich wie bei dem Fall niederfrequenter Dichteschwankungen im Drift-Plasma zeigt diese Messung, daß die Resonanzkegelstruktur unter dem Einfluß von Fluktuationen im Plasma verbreitert wird. Dieser Effekt zeigt sich deutlich am Kegel, der während der intensivsten Wellenanregung gemessen wurde. Die Auswertbarkeit solcher Messungen zu diagnostischen Zwecken ist jedoch nicht in Frage gestellt. Alle charakteristischen Maxima behalten ihre Positionen auf der Winkelskala.

7.5 Zusammenfassung

Durch den Einschub eines Elektronenstrahls geringer Dichte in ein thermisches Hintergrundplasma konnte die Modellsituation einer Verteilungsfunktion mit hochenergetischem Ausläufer realisiert werden. Mit Hilfe einer ebenen Sonde ist es möglich, die Elektronenverteilungsfunktion dieses Systems auf einfache Weise genau zu messen. Auf der anderen Seite konnte mit zwei unabhängigen Methoden die Verteilung der spektralen Leistungsdichte der instabilen Wellen im ω - und k -Raum bestimmt werden, so daß der experimentell zugängliche Bereich der zeitlichen Strahlentwicklung eindeutig als die quasilineare Phase der Instabilität klassifiziert werden kann. In diesem Zusammenhang konnte das Einsatzgebiet der digitalen Korrelationsanalyse von Echtzeitsignalen erstmalig auf den Frequenzbereich bis zu 500MHz erweitert werden.

Resonanzkegelmessungen zeigen unter dem Einfluß des dünnen Elektronenstrahls eine neuartige Struktur im Innern des downstream-Kegels, während der upstream-Kegel gegenüber dem thermischen Fall unverändert bleibt. Eine anschauliche Erklärung für die Lage der strahlspezifischen Nebenmaxima findet man in einer Phasengeschwindigkeitsbetrachtung: Unter dem Winkel der Resonanz ist die Phasengeschwindigkeit der Testwelle gleich Null ($N \rightarrow \infty$). Bewegt man sich auf der Winkelskala zu kleineren Werten, bedeutet dies, daß der Betrag der Phasengeschwindigkeit wächst, bis der Winkel erreicht ist, der durch die Bedingung der resonanten Welle-Teilchen- Wechselwirkung ($v_{ph} = v_{strahl}$) geprägt ist. Dieser Winkel ist damit umso kleiner, je größer die Strahlgeschwindigkeit ist, so sich der Abstand der strahlspezifischen Nebenmaxima vom Hauptmaximum mit zunehmender Strahlenergie vergrößern muß. Die diagnostische Bedeutung dieser Struktur liegt darin, daß bei einer Resonanzkegelmessung daraus zunächst auf die

Anwesenheit eines feldparallelen Strahls geschlossen werden kann. Darüber hinaus kann aus der relativen Amplitude der Nebenmaxima die Strahlintensität abgeschätzt und aus ihrer Lage über ein empirisches Skalierungsgesetz die Strahlenergie bestimmt werden. Gleichzeitig ermöglicht die Auswertung des upstream-Kegels die Bestimmung der Parameter des thermischen Hintergrunds.

Nach einer Modellierung einer gemessenen Verteilungsfunktion in Form mehrerer driftender Maxwell-Verteilungen ist die Berechnung von Resonanzkegeln im Rahmen der kinetischen Theorie durchführbar. Vergleiche dieser Resultate mit den korrespondierenden Messungen führen im gesamten experimentell zugänglichen Parameterraum zu guter Übereinstimmung.

8. SCHLUSSBETRACHTUNG

Seit ihrer ersten Anwendung in einem kalten Plasma hat die Resonanzkegelmethode zur Plasmadiagnostik eine Reihe von Verfeinerungen erfahren. Bietet der Resonanzkegel im kalten Plasma nur einen Informationsträger in Form des dichteabhängigen Öffnungswinkels, so zeigt sich bei der Messung im warmen Plasma eine zusätzliche Feinstruktur des Kegels, die es ermöglicht, neben der Plasmadichte einen weiteren Parameter, die Elektronentemperatur, aus dem Resonanzkegel zu bestimmen. Die theoretische Behandlung von Resonanzkegeln zerfällt im Wesentlichen in zwei Probleme: erstens die Bestimmung der Dispersionseigenschaften des warmen Magnetoplasmas und zweitens die Berechnung des HF-Strahlungsfeldes einer kleinen Dipolantenne unter Zugrundelegung eben dieser Dispersion. In Plasmen mit einer endlichen Breite der Elektronengeschwindigkeitsverteilung basiert Berechnung des relevanten Dispersionszweiges und damit auch die des Resonanzkegels auf der Annahme einer thermischen Verteilung. Hierzu gibt es die beiden Ansätze einer analytischen Näherung für niedrige Temperaturen und einer numerischen Berechnung, die auf der kinetischen Beschreibung des Plasma beruht.

In neuester Zeit ist es nun gelungen, den Anwendungsbereich der Methode auch auf nichtthermische Verteilungen zu erweitern, und damit diese Methode auch für die aktuellen Untersuchungen von Nichtgleichgewichtsplasmen nutzbar zu machen. Hierzu hatten die Untersuchungen dieser Arbeit das Ziel, diesen Übergang anhand zweier nichtthermischer Verteilungen mit Modellcharakter zu vollziehen und durch Vergleiche mit unabhängigen Messungen die Aussagefähigkeit der Resonanzkegelmethode im Hinblick auf die charakterisierenden Parameter zu überprüfen.

Im ersten Schritt wurden dazu Resonanzkegel in einem Plasma mit einer makroskopischen Drift der Elektronen parallel zum Magnetfeld untersucht. Das Experiment wurde so aufgebaut, daß die Drift gezielt herbeigeführt und ihre Geschwindigkeit in einem weiten Bereich geregelt werden konnte. Resonanzkegel in diesem System zeigen eine deutliche Asymmetrie des Öffnungswinkels bezüglich der Driftrichtung. Die thermische Struktur des Kegels bleibt dabei erhalten. Der Resonanzkegel erhält also einen neuen Informationsträger, der dazu benutzt werden kann, neben der Plasmadichte und der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen auch ihre Driftge-

schwindigkeit zu bestimmen. Eine Korrektur der analytischen Näherung in Form einer Störung mit dem Kleinheitsparameter des Quotienten aus thermischer und Driftgeschwindigkeit führt zu einer einfachen Formel zur Auswertung eines gemessenen Resonanzkegels. Die kinetische Theorie wird durch die Einführung einer driftenden Maxwellverteilung erweitert. Vergleiche der aus den Resonanzkegelmessungen bestimmten Driftgeschwindigkeiten mit den Beträgen, die aus der Stromdichte des Driftstroms folgen führen im gesamten Geschwindigkeitsbereich zu guter Übereinstimmung. Gleiches gilt für den Vergleich gemessener Kegel mit den Resultaten der kinetischen Theorie.

Ausgehend von diesen Erfahrungen lag der nächste Schritt darin, in Form eines Strahl-Plasma Systems eine weitere exemplarische Nichtgleichgewichtsverteilung der Elektronengeschwindigkeit zu erzeugen. Dieses System wurde zunächst durch die direkte Messung der Verteilungsfunktion mit Hilfe einer ebenen Sonde untersucht und als eine Zweistrominstabilität klassifiziert, die in einem für alle Messungen genügend langen Zeitintervall in ihrer quasilinearen Phase vorliegt. Die Verteilung ist instabil für im Plasma selbsterzeugte Wellen mit einer sehr kurzen Anwachszeit. Mit Hilfe eines analogen Interferometers und der digitalen Korrelationsanalyse der Potentialfluktuationen konnten diese Wellen als Whistler-Wellen identifiziert werden, die sich schräg zum Magnetfeld fortpflanzen. Ihr Ausbreitungswinkel im warmen Plasma ist der gleiche wie der des Resonanzkegels der Phasengeschwindigkeit einer künstlich im Plasma erregten Testwelle. Analog zu den Fällen des thermischen und des Drift-Plasmas erhalten auch die Resonanzkegel, die in diesem System gemessen werden einen zusätzlichen Informationsträger, in diesem Fall in Form einer neuartigen Feinstruktur im Inneren des downstream- Kegels. Durch eine Vielzahl von Messungen von Resonanzkegeln konnte ein empirisches Skalierungsgesetz entwickelt werden, das es erlaubt die Strahlenergie aus der Lage der strahlspezifischen Nebenmaxima zu bestimmen. Gleichzeitig enthält der upstream-Kegel die Parameter des thermischen Hintergrunds. Für die kinetische Theorie wird die vorliegende Geschwindigkeitsverteilung nach einer Approximation in Form eines Satzes driftender Maxwellverteilungen zugänglich. Dieser Approximation liegen in jedem Fall die aktuell gemessenen Verteilungen zugrunde. Der Vergleich der gemessenen Resonanzkegel mit den Vorhersagen der kinetischen Theorie bestätigt im gesamten experimentell zugänglichen Parameterbereich die empirische Formel.

Diese Untersuchungen zeigen, daß der Einsatz der Resonanzkegelmethode auch an nichtthermischen Plasmen möglich und sinnvoll ist. Mit Hilfe von Resonanzkegelmessungen können Abweichungen einer beobachteten Verteilungsfunktion von einer thermischen Verteilung aufgezeigt und im Hinblick auf ihre Ursache charakterisiert werden. Darüber hinaus ermöglicht es dieses Verfahren, theoretisch fundierte quantitative Aussagen über die den Nichtgleichgewichtszustand charakterisierenden Parameter zu erhalten.

9. LITERATURVERZEICHNIS

- /1.1/ R.K. Fisher, R.W. Gould Phys. Rev. Lett. 22, 1093 (1969)
- /1.2/ H.H. Kuehl Phys. Fluids 16, 1311 (1973)
- /1.3/ J.M. Chasseriaux Phys. Fluids 18, 866 (1975)
- /1.4/ K.H. Burrell Phys. Fluids 18, 1716 (1975)
- /1.5/ L.R.O. Storey, J. Thiel Phys. Fluids 21, 2325 (1978)
- /1.6/ A. Piel, G. Oelerich Phys. Fluids 27, 273 (1984)
- /2.1/ A. Piel SFB Report 86-N4-154, Bochum (1986)
- /2.2/ G. Oelerich Diplomarbeit, Bochum (1983)
- /2.3/ T.H. Stix The Theory of Plasma Waves, Mc Graw Hill, New York (1962)
- /2.4/ A. Sommerfeld Vorlesung über theoretische Physik Band II, Leipzig (1970)
- /2.5/ W.P. Allis, S.J. Buchsbaum, A. Bers Waves in Anisotropic Plasmas, MIT-Press, Cambridge Mass. (1963)
- /2.6/ R.K. Fisher, R.W. Gould Phys. Fluids 14, 857 (1971)
- /2.7/ G.Derra, A. Piel Plasma Phys. 25, 435 (1983)
- /2.8/ K. Lucks, M. Krämer Plasma Phys. 22, 879 (1980)
- /2.9/ N.A. Krall, A.W. Trivelpiece Principles of Plasma Physics, Mc Graw Hill, New York (1973)
- /2.10/ B.D. Fried, S.D. Conte The Plasma Dispersion Function, Academic Press, New York (1961)
- /2.11/ R.K. Fisher, R.W. Gould Phys. Lett. 31A, 235 (1970)
- /2.12/ L.R.O. Storey, J. Thiel, R.W. Boswell Phys. Fluids 23, 654 (1980)
- /2.13/ H.H. Kuehl Phys. Fluids 17, 1275 (1974)
- /2.14/ R. Pottelette Ann. Geophys. 29, 201 (1973)
- /2.15/ H. Thiemann, N. Singh Radio Sci. 18, 615 (1983)
- /3.1/ R. Limpaecher, K.R. McKenzie Rev. Sci. Instr. 44, 726 (1973)
- /3.2/ K.N. Leung, N. Hershkowitz, K.R. McKenzie Phys. Fluids 19, 1045 (1976)

- /3.3/ M. von Ardenne Tabellen zur angewandten Physik Band I, Deutscher Verlag der Wissenschaft VEB, Berlin (1964)
- /3.4/ W. Gekelmann, R.L. Stenzel Rev. Sci. Instrum. 46, 1386 (1975)
- /4.1/ J.G.Laframboise UTIAS Report Nr. 100 (1966)
- /4.2/ K. Wiesemann, Ann. d. Physik 27, 303 (1971)
- /4.3/ T. Goretzky Diplomarbeit, Bochum (1986)
- /4.4/ F.F. Chen Report IPP Nagoya, IPPJ-750 (1985)
- /4.5/ L. Schmitz Dissertation, Bochum (1984)
- /4.6/ J.M. Beall, Y.C. Kim, E.J. Powers J. Appl. Phys. 53, 3933 (1982)
- /4.7/ J.S. Bendat Principles and Applications of Random Noise Theory, G. Wiley and Sons, New York (1958)
- /4.8/ F.J. Harris Proceedings of the IEEE Vol. 66, 51 (1982)
- /4.9/ G. Derra Dissertation, Bochum (1986)
- /6.1/ F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, New York, London (1974)
- /7.1/ R.H.C. Papadopoulos Phys. Rev. Letters 29, 1276 (1977)
- /7.2/ L.A. Artsimowitsch, R.S. Sagdejew Plasmaphysik für Physiker, Teubner Stuttgart (1983)
- /7.3/ R.L. Stenzel J. Geophys. Res. 82, 4805 (1977)
- /7.4/ R.A. Helliwell Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford University Press, Palo Alto (1965)
- /7.5/ R. Sauer, I. Szabo Mathematische Hilfsmittel des Ingenieurs Teil III, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1968)

Lebenslauf

27.2.1959	geboren in Bottrop
ab 1965	Besuch der Rheinbaben Volksschule
ab 1969	Besuch des Vestischen Gymnasiums Bottrop
1977	Abitur und Beginn des Wehrdienstes
ab 1978	Physikstudium an der Ruhr-Universität Bochum
1980	Diplom-Vorprüfung
13.10.1983	Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom, seitdem als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum tätig

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Schlüter für die stetige Förderung dieser Arbeit. Für zahlreiche anregende Diskussionen danke ich weiterhin Herrn Dr. A. Piel. Den Herren P. Kindermann und A. Lang danke ich für die intensive technische Betreuung des Experimentes.

